UNTERSUCHUNG DER ELEKTRONENOPTISCHEN EIGENSCHAFTEN VON ABLENKSYSTEMEN FÜR DIE ANWENDUNG ELEKTRONEN-LITHOGRAPHISCHER BILDAUFZEICHNUNG

Dissertation

Zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Gerhard Kilger
aus Tübingen

1980

UNTERSUCHUNG DER ELEKTRONENOPTISCHEN EIGENSCHAFTEN VON ABLENKSYSTEMEN FÜR DIE ANWENDUNG ELEKTRONEN-LITHOGRAPHISCHER BILDAUFZEICHNUNG

Dissertation

Zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Gerhard Kilger
aus Tübingen

1980

Tag der mündlichen Prüfung:	9. Mai 1980
Dekan	Prof. Dr. W. Prandl
1. Berichterstatter	Prof. Dr. R. Speidel
2. Berichterstatter	Prof. Dr. G. Möllenstedt

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Offsetdruck Spengler
Lessingstraße 4 · 7401 Neustetten 1
Telefon (07472) 22145

Inhalt

1.	Einleitung	1
2.	Problemstellung	6
3.	Theoretisches Modell	15
4.	Versuchsaufbau	22
4.1.	Der gesamte Aufbau	23
4.2.	Die Elektronenoptik	26
4.2.1.	Der Verkleinerungsstrahlengang	27
4.2.2.	Die axialen Bildfehler des Verkleinerungssystems	29
4.2.3.	Die Ablenkelemente	31
4.2.4.	Bau des Ablenkelements	37
4.2.5.	Das Ablenkelement im elektronenoptischen Strahlengang	42
4.2.6.	Die außeraxialen Bildfehler	47
4.2.7.	Die magnetische Rücklenklinse	48
4.3.	Dynamische Korrektur	53
4.4.	Die Elektronenstrahlquelle	54
4.5.	Bildregistrierung	55
4.6.	Herstellung des Halbleiter-Detektors	56
4.7.	Herstellung von Dünnschichtblenden	57
4.8.	Die optoelektronische Steuerung	59
4.9.	Prozeßrechnersteuerung und Elektronik	59
4.10.	Die Belichtung	60
5.	Messung der außeraxialen Bildfehler	65
6.	Experimentelle Ergebnisse	69
7.	Anwendungen	74
8.	Zusammenfassung	80
9.	Literatur	82

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548921_0064

1. EINLEITUNG

Die vorliegenden Untersuchungen fanden in einem Zeitraum statt, in dem die Wichtigkeit der Bildaufzeichnung durch den Elektronenstrahl von der Halbleiterindustrie erkannt wurde und zu großen Forschungsprojekten vor allem in den USA und Japan führte.

Zuvor wurden schon vor Jahren in Tübingen [1-3] die ersten Voraussetzungen zur Elektronenstrahlbelichtung ohne ihre spezielle Ausrichtung auf die Halbleitertechnologie geschaffen und Mikroaufzeichnungen im 100nm-Bereich vorgenommen.

Entsprechend dem großen Interesse der Halbleiterindustrie ist die Problemstellung der vorliegenden Arbeit ganz auf die Anforderung der elektronenoptischen Aufzeichnung von integrierten Schaltungen ausgerichtet.

Die Wichtigkeit der Anwendbarkeit des Elektronenstrahls beruht auf der Forderung nach immer größeren Integrationsdichten [4-11] in mikroelektronischen Bauelementen, welche durch die konventionellen photolithographischen Verfahren nicht mehr in zufriedenstellendem Maße erfüllt werden können. Bei photolithographischen Belichtungen werden selbst bei der Verwendung des kurzwelligen UV-Lichts 2 µm - Strukturen so unzuverlässig aufgezeichnet, daß die Hersteller von elektronischen Mikrobauelementen Ausbeuten von höchstens 5 % erwarten können.

Der Grund dieser Forderung nach größeren Integrationsdichten ist in Fig. 1 ersichtlich (aus J.E.De Weese, Th.R.Ligon, Hewlett-Packard Journal, 29, 3, 1977 [11]):

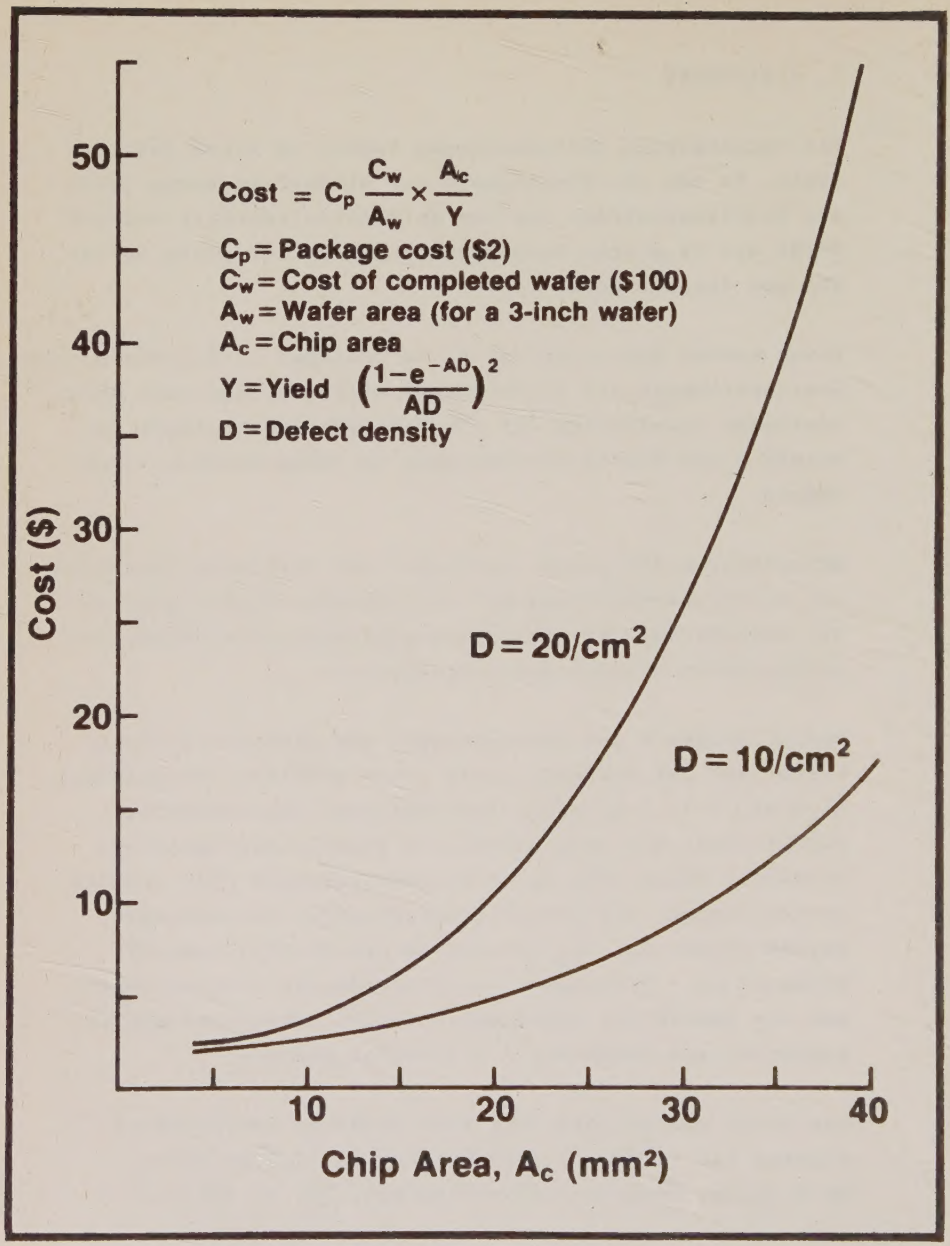


Fig. 1: Die Abhängigkeit der Herstellungskosten von der Chipfläche A_c bei minimalen Fehlerdichten D.

Ausgangsmaterial für die Schaltkreisherstellung sind bekanntlich ca. 5 cm große sogenannte Si-Wafer (Waffeln), auf denen viele kleine Schaltkreise gleichzeitig hergestellt werden können, die sich nach dem Zerschneiden auf sogenannten Chips (Stückchen) befinden. Die Kosten eines funktionierenden Chips bilden die maßgebliche Forderung an die Dimensionierung einer Chipfläche: Sie sind zum ersten abhängig von dem ersten Term in der oberen Formel in Fig. 1, der ziemlich konstant ist, und zum zweiten jedoch von einem variablen Term A_c/Y, wobei Y (die Ausbeute) mit steigender Chipfläche und steigender Fehlerdichte klein wird. Leider ist man in der Halbleiterindustrie trotz großer Aufwendungen bei der Fehlerdichte auf eine Grenze von $D = 10 - 20/cm^2$ gestoßen, welche durch Aufdampf-, Lack-, oder Kristallgitterfehler gebildet wird. Daraus folgt, daß lediglich die Verringerung der Chipfläche die Ausbeute verbessern kann. Aus der Graphik ist ersichtlich, daß Schaltkreise über 40 mm^2 völlig uninteressant sind; wirtschaftlich wird ein Schaltkreis von 25 mm^2. Auf diese Fläche hat man sich deswegen festgelegt.

Da ein Mikrocomputer z.B. jedoch weit über 10 000 Transistoren benötigt, ist man selbst bei einem optimierten Design auf Leiterbahnbreiten von 2 µm und darunter festgelegt [12-14].

Diese "Mikrodimension" kann jedoch von der Photolithographie, wie erwähnt, nicht zuverlässig erzeugt werden [15-17].

Bei den Herstellungsmaschinen muß man unterscheiden zwischen den Maskenschreibern und Fertigungsmaschinen:

Ein Maskenschreiber muß zur Erzeugung der Originalmasken eine hohe Flexibilität bei nur relativ langsamen Schreibzeiten besitzen, eine Fertigungsmaschine muß sehr zuverlässig und schnell eine Maske nach der anderen kopieren.

Für beide Anwendungsbereiche wurden verschiedene elektronenoptische Verfahren entwickelt (Fig. 2):

1. Das Rasterverfahren [18,19] , das im wesentlichen ein durch Dunkeltastung erweitertes SEM-Prinzip ist.

2. Das Vector-Scan-Verfahren [8, 10, 20-23], bei dem nur die zu belichtenden Stellen mit einer fokussierten Elektronensonde ausgeschrieben werden.

3. Das Square-Beam- [24-28] und das daraus entwickelte Variable-Shaped-Beam-Verfahren [29,30] , wobei durch Projektion kleinster Bildelemente und deren Ablenkung Schaltungen mosaikartig zusammengebaut werden.

4. Das Projektionsverfahren [31-33] (ohne Abbildung), durch das ein Original in Durchstrahlung oder durch Photoemission als Ganzes verkleinert oder 1 zu 1 abgebildet wird.

Neben diesen Verfahren werden für den Anwendungsbereich von Fertigungsmaschinen verschiedene andere Verfahren wie die Röntgen-, Synchroton- und Ionenlithographie ent-

wickelt [34-37] . In der vorliegenden Arbeit wurden die beiden erstgenannten Verfahren für beide Anwendungszwecke untersucht.

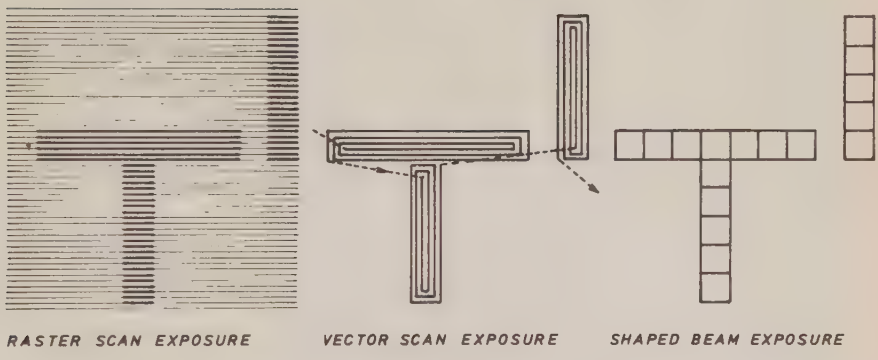


Fig. 2: Das Prinzip der drei Belichtungsmethoden.

2. Problemstellung

Die von der Halbleitertechnologie an zukünftige Belichtungsmaschinen gestellte Forderung besteht darin, bis zu 100 000 Schaltungselemente auf einer 5 x 4 mm Fläche unterzubringen; das bedeutet eine Zahl von ca. 10^8 fehlerfrei aufgelösten Bildpunkten auf dieser Fläche. Da für eine gut belichtete Leiterbahn ein Raster von mindestens vier überlappenden Zeilendurchgängen erforderlich ist, muß der Sondenquerschnitt zwischen 0,25 µm und 0,3 µm liegen. Zusätzlich wird an eine Maschine in der Fertigung die Forderung einer Belichtungszeit für ein Chip von wenigen Sekunden gestellt, d.h. einer Bildpunktfrequenz von über 2 MHz. Diese Forderungen bedeuten für einen Elektronenstrahlschreiber eine optimierte Entwicklung der auf dieses Problem angepaßten Elektronenoptik, einer Strahlquelle mit hohem Richtstrahlwert, extrem schneller Ablenksysteme und einer intelligenten und schnellen Elektronik. Die Randbedingungen beim Problem der Optimierung sind:

1. Die Richtstrahlwerte der verfügbaren Strahlquellen:

   $\beta = 2 \cdot 10^5 \frac{A}{cm^2 sr}$ bei Wolfram-Spitzenkathoden [38]

   $\beta = 1 \cdot 10^6 \frac{A}{cm^2 sr}$ bei LaB_6 [39,40]

   $\beta = 1 \cdot 10^9 \frac{A}{cm^2 sr}$ bei Feldemissionskathoden [41]

2. Die Bildfeldgröße von 5 x 4 mm mit 10^8 Bildpunkten von 250 nm Querschnitt

3. Die Empfindlichkeit des zur Registrierung und zur technologischen Weiterverwendung benötigten Resists [21, 42, 43].

4. Die durch kurze Belichtungszeit erforderliche hohe Bildpunktfrequenz von über 2 MHz.

5. Die durch die Elektronenoptik erzeugten Aberrationen.

Aus dem für ein gegebenes Strahlerzeugersystem gemessenen mittleren Richtstrahlwert ß läßt sich der maximale Strom I in einer Elektronensonde errechnen (Randbedingung 1):

$$\text{Aus} \quad ß = \frac{\Delta I}{\Delta F \cdot \Delta \Omega} \tag{1}$$

erhält man:

$$I_{max} = ß \cdot G \cdot \frac{\pi^2}{4} d^2 \alpha^2 \tag{2}$$

wobei α die Apertur

d der Sondendurchmesser

G eine Konstante, die die Form des Sondenprofils berücksichtigt; wenn d als Halbwertsbreite einer Gaußverteilung definiert ist, so ist G = 1,44 [22] .

Unter der Berücksichtigung der axialen Fehler erhält man

$$I_{max} = (1{,}44 \frac{\pi^2}{4} ß)\, \alpha^2 \,(d_o^2 - c_s^2 \alpha^6/_4 - d_c^2) \tag{3}$$

In Fig. 3 ist Imax über der Apertur α aufgetragen, wobei für ß die oben angegebenen Werte, für d_o = 250 nm (Randbed. 2) für C_s = 31 mm und für $d_c = \alpha \cdot 10^{-4} \cdot 20$ mm eingesetzt wurde. Die Stromkurve von Strahlerzeugern mit Wolframkathode wurde zusätzlich für C_s = 15 mm und C_s = 60 mm berechnet.

Anmerkung: Für die Berechnung der Kurven für maximalen Strom bei Feldemissionskathoden wurden Werte von D. Kurz zugrundegelegt [41]:

$$ß = 10^9 \text{ A/cm}^2\text{sr}$$
$$d_o = 30 \text{ nm}$$
$$\alpha_o = 10^{-3} \text{rad}$$

Zur Erzeugung einer 250 nm - Sonde ist eine Lateralvergrößerung M = 8,3 erforderlich. Die daraus resultierende Angularvergrößerung von $\frac{1}{8,3}$ ergibt einen Aperturwinkel $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-4}$ auf der Bildseite. Der maximale Strom beträgt also aus (2)

$$Imax = 4,4 \cdot 10^{-8} A$$

Es ist zu erwarten, daß ein optimiertes Strahlerzeugersystem eine reelle Quelle mit d = 30 nm bei $\alpha_o = 5 \cdot 10^{-3}$ undhöherem Strom übertragen kann, wodurch für $\alpha = 6 \cdot 10^{-4}$ ein Imax = 10^{-6} A erreichbar wird.

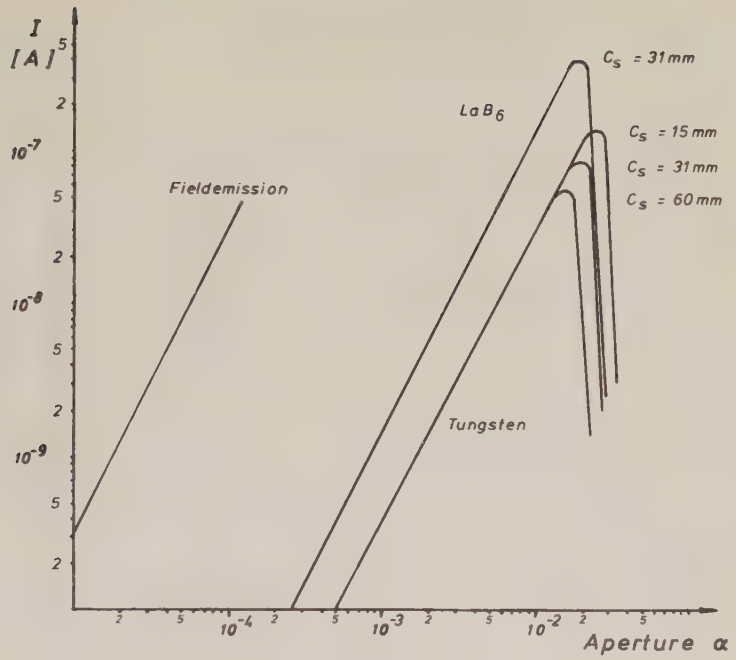


Fig. 3: Die Abhängigkeit des Sondenstroms von der Apertur α für einen Sondenquerschnitt von 250 nm bei verschiedenen Öffnungsfehlern C_s.

Für die mögliche Belichtungszeit T in Abhängigkeit des Aperturwinkels α ergeben sich aus

$$T = S \frac{\pi}{4} d^2 / I(\alpha) \qquad (4)$$

die in Fig. 4 gezeigten Kurven für verschiedene Empfindlichkeiten (S) der zur Zeit verwendeten Lacke (Randbed. 4),

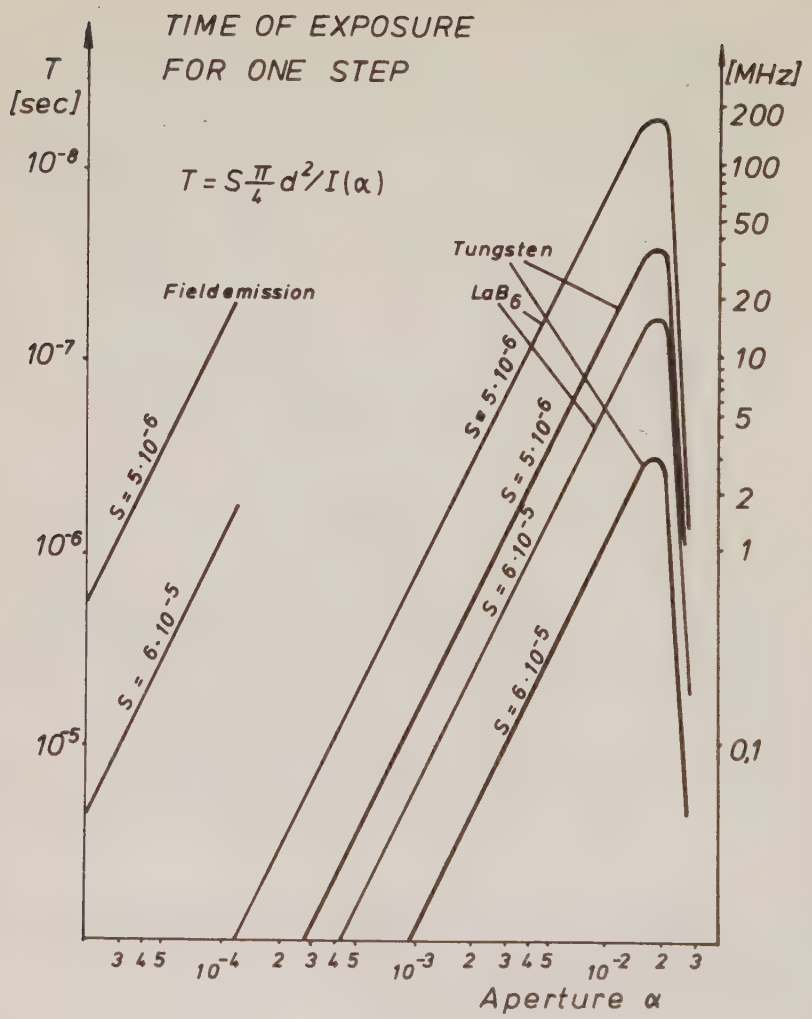


Fig. 4: Die Belichtungszeit für einen 250 nm Bildpunkt in Abhängigkeit von der Apertur α bei verschiedenen Strahlquellen und Empfindlichkeiten (S) des registrierenden Lacks; rechts ist die der Belichtungszeit entsprechenden Bildpunktfrequenz aufgetragen.

wobei für

S : die verschiedenen Empfindlichkeiten in der Einheit Cb/cm^2 (s.Kap.4.10.)

d : der Sondenquerschnitt von 250 nm

I : der aus Fig. 3. entnommene Sondenstrom

eingesetzt wurde.

Die durch die vierte Randbedingung geforderte Bildpunktfrequenz von 2 - 10 MHz bedeutet also, daß Belichtungen bei objektseitigen Aperturen von $\alpha = 3 \cdot 10^{-3}$ bis $1 \cdot 10^{-2}$ rad vorgenommen werden müssen, wodurch das gesamte Belichtungssystem auf die aperturabhängigen Aberrationen in diesem hohen Bereich abgestimmt werden müssen (Randbed. 5).

Diese Abhängigkeiten von der Apertur bedeuten immer Kompromisslösungen zwischen Belichtungszeit und Bildpunktzahl.

Randbedingung 5 enthält jedoch noch eine zusätzliche Begrenzung durch die Verzeichnung, welche aperturunabhängig ist.

Die geforderte Bildfläche von 4 x 5 mm kann man entweder durch große Ablenkwinkel oder großen Arbeitsabstand erreichen. Da die Ablenkfehler den größten begrenzenden Einfluß haben, ist es sinnvoll, eine durch axiale Bild-

fehler gegebene oberste Grenze der Brennweite der letzten Verkleinerungslinse auszunutzen, wodurch der Arbeitsabstand groß wird. Die Grenze ist in Fig. 5 für eine Linse mit einem Spalt/Bohrungs-Verhältnis von S/D = 2 und D = 25 mm Bohrungsdurchmesser aufgetragen (s.Kap. 4.2.2.).

Die Durchmesser des durch axiale chromatische und sphärische Aberrationen erzeugten Fehlerscheibchens sind

$$d_c = (|\Delta U/U| - 2 |\Delta i/i|) C_c \cdot \alpha \qquad (5)$$

$$d_s = C_{s/4} \cdot \alpha^3 \qquad (6)$$

Läßt man als Toleranz zu einer Gauß'schen Abbildung ein Fehleranteil eines drittel Durchmessers des abgebildeten Scheibchens zu, so darf keiner dieser Durchmesser d_c und d_s größer als 83 nm werden.

Setzt man diesen Wert in Gleichungen (6) und (7) ein, so erhält man oberste Grenzen für C_c und C_s in Abhängigkeit von der Apertur. Diese Maximalwerte bilden oberste Grenzen für mögliche Brennweiten einer magnetischen Linse.

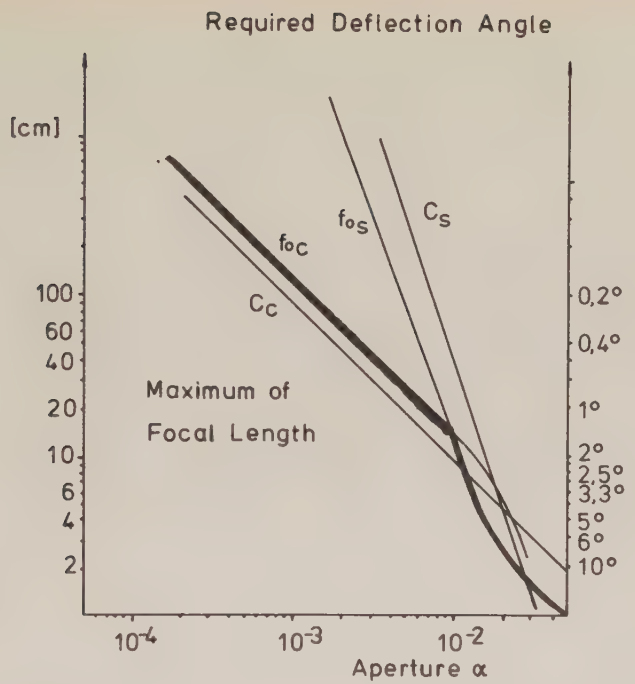


Fig. 5: Die durch die maximal zulässigen axialen Bildfehler abhängige oberste Grenze der Brennweite erfordert die rechts aufgetragenen Ablenkwinkel bei der Belichtung eines Bildfeldes von 5 x 4 mm.

Bei asymmetrischen und größeren Linsen können sich diese Werte geringfügig nach oben verschieben. Aus den Kurven ist ersichtlich, daß bei den für konventionelle Strahlerzeuger notwendigen großen Aperturen keine großen Brennweiten möglich sind. Lediglich bei Verwendung von Feldemissionsstrahlerzeugern sind Brennweiten über 20 cm möglich. Auf der rechten Seite von Fig. 5 sind die durch Bildfeldgröße (5 x 4 mm) und Brennweite erforderlichen Auslenkwinkel aufgetragen. Man sieht, daß bei konventionellen Strahlerzeugern eine fehlerfreie Auslenkung bis 2° erforderlich ist.

Bei allen bisher entwickelten Elektronenstrahlschreibern wird diese fehlerfreie Auslenkung durch die dynamische Korrektur von Bildfeldwölbung, Astigmatismus, Verzeichnung und außeraxialem Farbfehler erreicht [10, 22, 26-30, 44] .

Für den praktischen Gebrauch von Elektronenstrahlschreibern bedeuten dynamische Korrekturen enorme Schwierigkeiten, da z.B. bei Nachjustierungen des Elektronenstrahls die Aberrationen neu gemessen und korrigiert werden müssen, und jede Korrektur eine zusätzliche Verzeichnung erzeugt. Deswegen sind Ablenkelemente mit geringen Aberrationen ohne dynamische Korrektur von großem Interesse.

3. Theoretisches Modell

Die Behandlung rotationssymmetrischer Abbildungslinsen ist seit langem bekannt [45] , ebenso die eines Ablenksystems [46]. Eine neue Darstellung der Überlagerung aus beiden von E. Munro [47] ist grundlegend für die Elektronenstrahllithographie, deren Auflösungsbegrenzung nicht durch die Überlagerung axialer Bildfehler gegeben ist wie z.B. in der Rastermikroskopie.

Die für die Bewegung der Elektronen im Linsen- und Ablenkfeld verantwortliche Lorentz-Gleichung läßt sich mit Einführung komplexer Koordinaten als eine Differentialgleichung darstellen:

$$\ddot{w} = i \frac{e}{m} \cdot \dot{z} \left(w' B_z - B_w \right) \qquad (7)$$

wobei

$$w = x + iy \ , \quad \bar{w} = x - iy \qquad (8)$$

die komplexen Koordinaten und

$$B_w = B_x + iB_y$$

die Feldverteilung senkrecht zur optischen Achse beschreibt.

Nach Verwendung des Energiesatzes für die z-Komponente und dem Eliminieren der Zeit ergibt sich näherungsweise:

$$w'' \left(1 - w'\bar{w}'\right) - \frac{1}{2} \bar{w}'' w'^2 = ik \left(w' B_z - B_w\right), \qquad (9)$$

wobei

$$k = \sqrt{\frac{e}{2mU^*}}$$

und $$U^* = U \left(1 + \frac{eU}{2 m_o c^2} \right)$$

die relativistisch korrigierte Spannung ist.

Die Magnetfelder von Rundlinse und Ablenksystem werden getrennt in einer Reihe nach Koordinaten um die Achse entwickelt. Für die Linse ergibt sich, daß sich das Linsenfeld allein durch die Induktion B_z auf der Achse darstellen läßt [45].

Für das Ablenkelement ergeben sich wegen der Symmetrie des Ablenkfeldes andere Entwicklungskoeffizienten.

In der Reihenentwicklung können nur Glieder mit geradzahligen Potenzen in x und y stehen, das Ablenkfeld nahe der optischen z - Achse kann unter Vernachlässigung höherer Ordnungen dargestellt werden:

$$\left.\begin{aligned} B_x(x,y,z) &= (D - x^2 (E + \tfrac{1}{2} D'') + y^2 E) I_x + 2xyEIy \\ B_y(x,y,z) &= (D - y^2 (E + \tfrac{1}{2} D'') + x^2 E) I_y + 2xyEI_x \\ B_z(x,y,z) &= xD'I_x + yD'I_y \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

wobei für einen Ablenkstrom von $I_x = 1A$ in der x-Spule

$$D(z) = B_x(0, 0, z) \quad (11)$$

$$E(z) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} \quad (0, 0, z) \quad (12)$$

ist.

Bei entsprechend angesetzter Feldverteilung in y-Richtung, kann das Ablenkfeld komplex dargestellt werden:

$$
\begin{aligned}
B_w &= -\frac{1}{2} w B' + \frac{1}{16} w^2 \bar{w} B''' \\
&+ ID - \frac{1}{4} w\bar{w} ID'' - \frac{1}{8} w^2 \bar{I}D'' \\
&- \frac{1}{8} \bar{w}^2 \bar{I}D'' - \bar{w}^2 \bar{I} E \qquad (13) \\
B_z &= B - \frac{1}{4} w\bar{w} B'' + \frac{1}{2} (w\bar{I} + \bar{w}I) D'
\end{aligned}
$$

wobei $I = I_x + iIy$, $\bar{I} = ix - iIy$.

Die Reihenentwicklungen werden in (9) eingesetzt, wodurch man in der Differentialgleichung eine echte Überlagerung aus rotationssymmetrischem Feld und Transversalfeld erhält.

Die Lösung geschieht mit Hilfe der Störungsrechnung in zwei Schritten. Man läßt zunächst alle nichtlinearen Glieder in w weg und erhält die Paraxialgleichung:

$$w'' - ik (w'B_z - \frac{1}{2} w B'_z) = - iDI \qquad (14)$$

Die Lösung dieser inhomogenen Differentialgleichung zweiter Ordnung lautet:

$$w (I, w_o', z) = w_a (z) w_o' + w_c (z) I \qquad (15)$$

wobei w_a und w_c zwei charakteristische Elektronenbahnen und w_o' die Anfangsteigung der Bahn in der Objektebene sind.

Aus dieser Lösung ergeben sich die Linsenvergrößerung und die Ablenkgröße.

Wenn man Gl. (15) unter Berücksichtigung aller Glieder bis zur 3. Potenz von w bzw. w' in die Differentialgleichung (9) einsetzt und davon die Paraxialgleichung (15) abzieht, dann erhält man eine Differentialgleichung 2. Ordnung, die die Abweichung der Bahnen Δw_i von der paraxialen Bahn, also die Aberrationen des Systems, beschreibt. Der Lösungsweg ist analog zur Paraxialen Gleichung und man erhält als Lösung in der Bildebene:

$$\Delta w_i = f(I, w_o') \qquad (16)$$

Durch Symmetrieüberlegungen ergeben sich die Bildfehler, welche nach Potenzen des Achsabstandes (enthalten in I) und des Startwinkels w_o' bezeichnet werden (Tab. I).

Jeder Fehlerkoeffizient K besteht aus voneinander unabhängigen Real- und Imaginärteil, dem isotropen und anisotropen Fehler. Die dadurch entstehenden 18 geometrischen Fehlerkoeffizienten reduzieren sich durch Nebenbedingungen der Eikonaltheorie (Lenz) [50] auf 14.

Zu den geometrischen Fehlern kommen noch die Farbfehlerkoeffizienten des Systems (Tab. I).

GEOMETRICAL ABERRATION DISKS:

$\Delta w_i = K_1 I^2 \bar{I}$	DISTORTION
$+ K_2 \bar{I}^3$	FOURFOLD DISTORTION
$+ K_3 I \bar{I} w_o'$	FIELD CURVATURE
$+ K_4 I^2 \bar{w}_o'$	ASTIGMATISM
$+ K_5 \bar{I}^2 \bar{w}_o'$	FOURFOLD ASTIGMATISM
$+ K_6 I w_o' \bar{w}_o'$	KOMA
$+ K_7 \bar{I} w_o'^2$	KOMA
$+ K_8 \bar{I} \bar{w}_o'^2$	FOURFOLD KOMA
$+ K_9 w_o'^2 \bar{w}_o'$	SPHERICAL ABERRATION

K_3, K_9 real; $K_6 = 2\bar{K}_7$

CROMATIC ABERRATION DISKS:

$\Delta w_i = K_{10} I \Delta U/U$	OFFAXIS ABERRATION
$+ K_{11} I \Delta i/i$	OFFAXIS ABERRATION
$+ K_{12} w_o'(\lvert\Delta U/U\rvert - 2\lvert\Delta i/i\rvert)$	ONAXIS ABERRATION

Tab. I: Die geometrischen und chromatischen Fehler

Es kann gezeigt werden, daß durch genaue Bauweise die vierzähligen Fehler zum Verschwinden gebracht werden können [48, 49] und selbst bei geringen Abweichungen davon vernachlässigt werden können. Gute Ablenksysteme kombiniert mit runden Linsen erzeugen also nur Rundlinsenfehler:

K_1	:	Verzeichnung	E, e
K_3	:	Bildfeldwölbung	D
K_4	:	Astigmatismus	C, c
K_6, K_7	:	Koma	F, f
K_9	:	Öffnungsfehler	C_s
K_{10}, K_{11}	:	außerax. Farbfehler	C_D, C_Θ
K_{12}	:	axialer Farbfehler	C_c

Alle Fehlerkoeffizienten sind Funktionen der charakteristischen Elektronenbahnen w_a und w_c. Aus w_a ergibt sich für die Quelle und in der Bildebene die Apertur. Wird diese Apertur durch eine Blende in der Abbildungslinse bestimmt, so werden die Koeffizienten durch $w_B = w_o g_B + w_o' h_B$ gebildet, wobei g_B und h_B die charakteristischen Elektronenbahnen in der Blendenebene beschreiben.

Die blendenabhängigen Fehler lassen sich somit nach Lenz beschreiben [50]:

$$
\begin{aligned}
w(z) = M \Big[& w_o + C_s^* \, w_B^2 \cdot \bar{w}_B \\
& + 2 (F^* + if^*) \, w_o \, w_B \, \bar{w}_B \\
& + (F^* - if^*) \, w_B \, \bar{w}_o \\
& + (D^* + c^*) \, w_o \, \bar{w}_o \, w_B \\
& + (C^* + iC^*) \, w_o^2 \, \bar{w}_B \\
& + (E^* + ie^*) \, w_o^2 \, \bar{w}_o \\
& - \left\{ C_c^* \, w_B + (C_D^* + iC_o^*) \, w_o \right\} \frac{\Delta U^*}{U^*} \Big] ;
\end{aligned}
\qquad (17)
$$

Der Zusammenhang mit den Fehlern eines blendenfreien Systems ist gegeben durch:

$$C_s = C_s^* h_B^3; \quad F = C_s^* g_B h_B^2 + F^* h_B^2 \qquad (18)$$

$$f = f^* h_B^2; \quad C_D = C_D^* + C_c^* g_B$$

$$C_c = C_c^* h_B \quad \text{usw.}$$

Durch diese Abhängigkeit erhält man Blendenebenen $z = z_B$, wo einige der Bildfehlerkoeffizienten zum Verschwinden gebracht werden können; z.B. ist $F^* = 0$, falls

$$g_B / h_B = F / C_s \qquad (19)$$

und

$$C_D^* = 0 ,$$

falls

$$g_B / h_B = C_D / C_c \qquad (20)$$

Die Größe des Fehlerscheibchens wird durch eine quadratische Überlagerung beschrieben [51].

Mit dieser theoretischen Basis wurden von E. Munro [52] und D. Kern [53] numerische Berechnungen zur Optimierung von Ablenksystemen durchgeführt.

4. Versuchsaufbau

Die vorausgegangenen Betrachtungen zeigen, daß ein Rastermikroskop (SEM), welches für hohe axiale Auflösung gebaut ist, den Anforderungen einer Elektronenstrahlaufzeichnung (EBL) nicht genügen kann. Ein Vergleich (Tab. II) zeigt die wesentlichen Unterschiede:

	SEM	EBL
Bildpunktzahl	10^5	10^8
kleinster Strahlquerschnitt	5nm	0,2-2µm
Sondenstrom	10^{-11}A	10^{-7}A
Rasterfeld	1-5µm	1-5mm
Fehlertoleranz außeraxialer Fehler	1 %	$5 \cdot 10^{-5}$
Bildpunktfrequenz	100kHz	2MHz
Strahlstromstabilität		
Kurzzeit [≤ 100msec]	10 %	5 %
Langzeit [≥ 100msec]	beliebig	5 %
Sondendrift		
Kurzzeit	5nm	0,1µm
Langzeit	beliebig	0,1µm
Arbeitsabstand	1,5mm	20-200mm
Tischverschiebung	relativ: 5nm	absolut 100 µm über 5 '' (ca. 180 Chips)
Ansteuerung	Rastergenerator	Intelligente schnelle Elektronik

Tab. II: Vergleich der Anforderungen an ein Rastermikroskop (SEM) und einen Elektronenstrahlschreiber (EBL)

Außer der Entwicklung von hochpräzisen Tischverschiebungen und einer aufwendigen Steuerelektronik, müssen Strahlquelle, Linsen und Ablenkelemente auf ihre Optimierung untersucht werden.

4.1. Der gesamte Aufbau

Den gesamten Versuchsaufbau des für folgende Untersuchungen entwickelten Gerätes zeigt Fig. 6.

In einer elektronenoptischen Säule wird der Crossover einer stabilisierten Strahlquelle mit einer Wolfram-Spitzenkathode (s. Kap. 4.4.) dreistufig auf einen Querschnitt von ca. 250 nm verkleinert (s. Kap. 4.2.1.). Die Beschleunigungsspannung beträgt 50 kV. Die Konstanz der Hochspannungsversorgung ist besser als $8 \cdot 10^{-5}$/min. Die Stromkonstanz der Linsenstromversorgungen für die 1. und 2. Verkleinerungslinse $5 \cdot 10^{-5}$/min, für die 3. Verkleinerungslinse $1 \cdot 10^{-5}$/min.

Das Austastelement zur Hell-Dunkel-Steuerung des Elektronenstrahles befindet sich vor der zweiten Verkleinerungslinse. Es besteht aus zwei 10cm langen Kupferplatten, die sich im Abstand von 2,5mm parallel gegenüberstehen. Durch einen Hochfrequenzverstärker können 15 V Rechteckimpulse mit Anstiegszeiten von 100 n sec den Elektronenstrahl elektrostatisch sehr schnell ablenken und durch eine darunterliegende Austastblende den Strahl dunkeltasten.

Ein für die Elektronenstrahllithographie entwickeltes Ablenksystem (s. Kap. 4.2.4.) besteht aus einem unter der 2. Verkleinerungslinse angeordneten magnetischen Ablenkelement (Saddle-Typ), welches über einen leistungsstarken Hochfrequenzverstärker (s. Kap. 4.9.) zur X-Y-Auslenkung

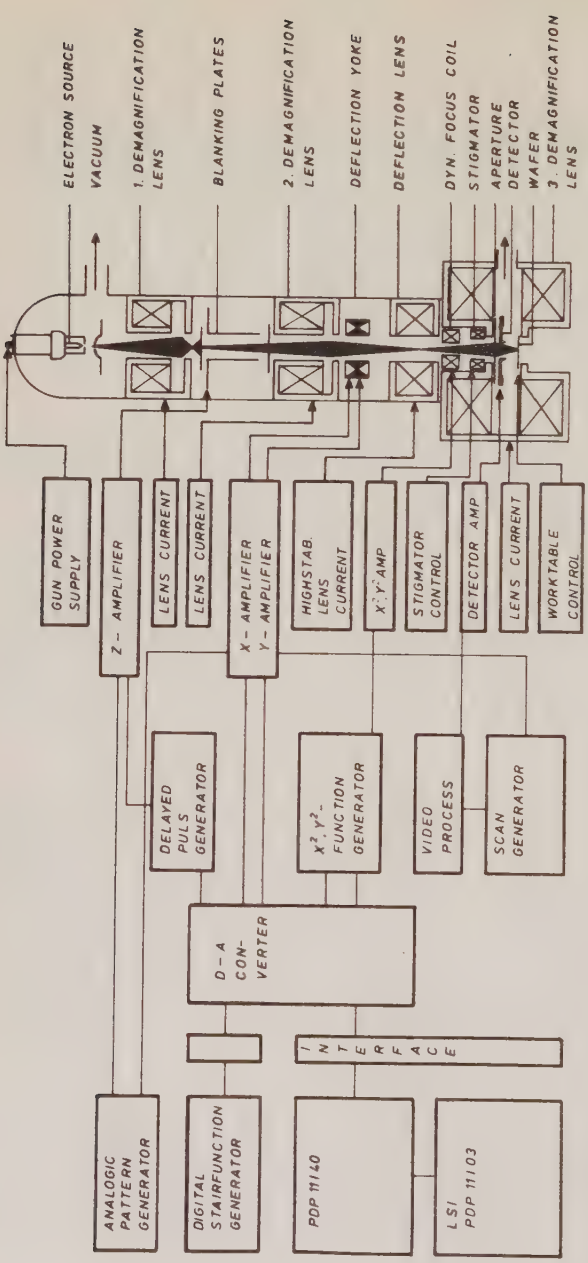


Fig. 6: Der Versuchsaufbau

angesteuert werden kann, und einer magnetischen Rundlinse (s. Kap. 4.2.7.), welche über eine hochstabilisierte Stromversorgung versorgt wird.

Eine zur dynamischen Korrektur gebaute zusätzliche Fokussierspule wird durch einen Parabelfunktionsgenerator und Verstärker der Firma Celco angesteuert (s. Kap. 4.3.).

Ein Stigmator dient zur Korrektur des axialen Astigmatismus.

Eine selbstreinigende Dünnschichtblende (s. Kap. 4.7.) ist im Kippunkt des Ablenksystems angebracht (s. Kap. 3 und Kap. 4.2.7.)

Ein Halbleiterdetektor (s. Kap. 4.6.) über dem Wafer dient zur Bildregistrierung, Fokussierung und Positionierung, welche durch einen Rastergenerator und einer Videoeinheit der Firma Siemens steuerbar sind. Der Detektor kann bei großflächigen Belichtungen herausgezogen werden.

Eine Tischverschiebung gewährt eine für die Messungen genügende Positionierung.

Ein konventionelles Vakuumsystem, bestehend aus einer doppelstufigen Rotationsdrehschieberpumpe und einer Öldiffusionspumpe, ermöglicht einen Druck von $3 \cdot 10^{-3}$ Pa in Strahlkopf und Objektkammer.

Ein auf der Abbildung nicht gezeigtes Projektionssystem unter der 3. Verkleinerungslinse ermöglicht einen Strahlengang in Transmission zur exakten

Korrektur der Elektronensonde in der Waferebene.

Zur Aufzeichnung ist der Elektronenstrahlschreiber mit 3 Steuersystemen gekoppelt:

1. Eine opto-elektronische Analogsteuerung [18], bei der eine hochauflösende Lichtoptik eine auf eine rotierende Walze gespannte Originalmaske abrastert und die Steuersignale auf den synchron gerasterten Schreibstrahl abgibt (s. Kap. 4.8.).

2. Eine digitale Treppenfunktionssteuerung, die den Elektronenstrahl auf definierte Koordinaten ansteuern kann. Die digitalen Impulse laufen über einen sehr schnellen D-A-Wandler auf die X-Y-Verstärker. Eine Belichtungssteuerung kann durch die Strahldunkeltastung zu beliebigem Zeitpunkt Belichtungsimpulse freigeben (s. Kap. 5).

3. Eine Prozeßrechnersteuerung für den Vectorscan-Betrieb (s. Kap. 4.9.), bei der durch Kopplung zweier Rechner sehr schnelle digitale Verarbeitungszeiten ermöglicht werden. Über ein schnelles Interface mit Treiberstufe werden die Signale über den D-A-Wandler auf die X-Y-Verstärker und bei Bedarf auf den Generator für die dynamischen Korrekturen geleitet.

4.2. Die Elektronenoptik

Aus den Überlegungen aus Kapitel 3 ergibt sich die Forderung eines Verkleinerungsstrahlengangs, der auf geringe axiale Bildfehler optimiert ist, um große Brennweiten zuzulassen, eines Ablenksystems, das in Kombination mit der Verkleinerungslinse kleine außeraxiale

Bildfehler erzeugt und bei größtem Wirkungsgrad eingesetzt wird, und einer Blendenlage in der Nähe der Hauptebene, in der bestimmte Fehler minimiert [50] sind und der Wirkungsgrad des Ablenksystems maximiert werden kann.

4.2.1. Der Verkleinerungsstrahlengang

Um eine 250nm Schreibsonde zu erzeugen, wird der Crossover d_o einer Wolfram-Spitzenkathode, dessen Durchmesser im Vollstrahlbetrieb zwischen 5 - 10µm beträgt, verkleinert [1] . Die Verkleinerung wird durch zwei aus später beschriebenen Gründen (s. Kap. 4.2.7.) feststehenden Verkleinerungsstufen (M_3, M_2) und einer variablen Vorverkleinerung (M_1) erreicht.

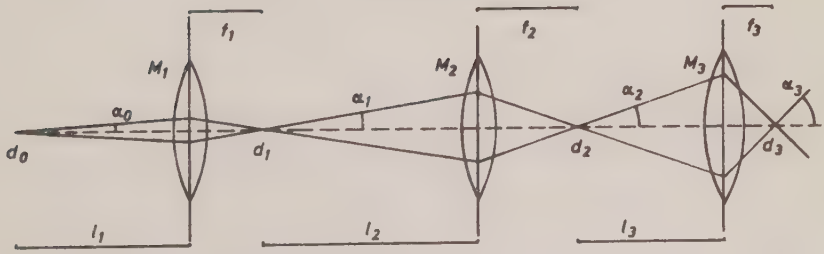


Fig. 7: Die dreistufige Verkleinerung des Crossover d_o

Für eine dreistufige Verkleinerung ergibt sich nach Fig. 7:

$$d_3 = d_o M_1 M_2 M_3$$

$$= d_o \frac{f_1}{l_1} \cdot \frac{f_2}{l_2} \cdot \frac{f_3}{l_3}$$

d.h. für einen gewünschten Sondendurchmesser von $d_3 = 250$ nm

$$\frac{d_3}{d_o} = \frac{2 \cdot 10^{-4}\,mm}{1 \cdot 10^{-2}\,mm} = 2{,}5 \cdot 10^{-2} = \frac{f_1}{l_1} \cdot \frac{f_2}{l_2} \cdot \frac{f_3}{l_3}$$

Für die experimentelle Anordnung ist fest gegeben:

$$\left.\begin{array}{l} f_3 = 32\ mm \\ l_3 = 180\ mm \end{array}\right\} \quad M_3 = 0{,}18$$

$$\left.\begin{array}{l} f_2 = 150\ mm \\ l_2 = 300\ mm \end{array}\right\} \quad M_2 = 0{,}5$$

daraus folgt:

$$\frac{f_1}{l_1} = 2{,}5 \cdot 10^{-2} / 0{,}16 \cdot 0{,}5 = 0{,}31 = M_1$$

Mit der Vorverkleinerung (M_1) kann die Gesamtverkleinerung an die unterschiedliche Größe des Crossover angepaßt werden.

Die Größe des Sondenquerschnitts kann an der Auflösung eines Eichgitters von 500 nm Gitterkonstante (Fig. 34) gemessen werden.

4.2.2. Die axialen Bildfehler des Verkleinerungssystems

Betrachtet man den auf die Registrierebene bezogenen Radius des sphärischen Fehlerscheibchens, das vom dreistufigen Verkleinerungssystem erzeugt wird, so gilt:

$$d_{sges} = d_{s3} + d_{s2} M_3 + d_{s1} M_2 M_3 \qquad (25)$$

$$= c_{s3} \cdot \alpha_3^{\,3} + c_{s2} \cdot \alpha_2^{\,3} M_3 + c_{s1} \alpha_1^{\,3} M_2 M_3$$

Nach der Helmholtz-Beziehung hängen die Aperturwinkel $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ über die Verkleinerung zusammen. Deswegen ist

$$d_{sges} = c_{s3} \alpha_3^{\,3} + c_{s2} \alpha_3^{\,3} M_3^{\,4} + c_{s1} \alpha_3^{\,3} M_2^{\,2} M_3^{\,4} \qquad (26)$$

$$= (c_{s3} + c_{s2} M_3^{\,4} + c_{s1} M_2^{\,4} M_3^{\,4}) \alpha_3^{\,3}$$

Aus der Gleichung (26) ist ersichtlich, daß durch eine hohe Endverkleinerung (M_3) der Beitrag des Öffnungsfehlers der Vorverkleinerungsstufen (M_1, M_2) am Fehlerscheibchen in der Registrierebene zu vernachlässigen ist.

Die numerischen Daten der zur letzten Verkleinerung (M_3) benutzten Linse sind in Tabelle III angegeben*. Sie wurden nach numerischem Verfahren mit einer durch H(z) zugrundegelegten Feldverteilung berechnet.

Die symmetrische Kondensor-Einfeld-Linse mit einem Spalt/Bohrungs-Verhältnis von S/D = 2 wurde mit einer Erregung von $\varepsilon = 12{,}1\ A / \sqrt{V^*}$ betrieben, wodurch die durch die Linsengeometrie maximale Bildlage (Z_1) erreicht wurde (Linsenmitte: z = o). Die Gegenstandsweite (Z_o) betrug - 150 mm. Die Blenden-

Anmerkung*: Herrn Professor Lenz danke ich für die numerische Berechnung der benutzten Kondensor-Einfeld-Linse.

NUMERICAL DATA:

$S = 50$ mm; $D = 25$ mm; $z_o = -150$ mm; $z_1 = +19$ mm;

$\mathcal{E}$	=	12.1
M	=	- 1825
z_B	=	- 14.8 mm
C_s	=	$2.52 \cdot 10^4$ mm
F	=	185.3
f	=	25.8
C_c	=	675 mm
h_B	=	126.0 mm
$C_s M^4$	=	28.0 mm
$f M^2$	=	.859
$C_c M^2$	=	22.48 mm

$$H(z) = \frac{I \sinh (a\, S/D)}{S \cosh (a\, S/D) + \cosh (az/D)}$$

$$a = 2.40483$$

Tab. III: Die gerechneten numerischen Daten der für die Endverkleinerung benutzten Kondensor-Einfeld-Linse.

lage der begrenzenden Apertur lag bei $Z_B = -14{,}8$ mm im Minimum für die Überlagerung aus isotroper und anisotroper Koma (F,f). Die axialen bildseitigen Fehler $C_s M^4$ (Öffnungsfehler) und $C_c M^2$ (Farbfehler) ergeben ein Querschnitt des Fehler-Scheibchens von

$$d_{ges} \approx 30 \text{ nm}$$

bei einer großen Apertur von $\alpha = 10^{-2}$ rad.

Der Beugungsfaktor ist für eine 250 nm Sonde oberhalb der Apertur von $5 \cdot 10^{-4}$ zu vernachlässigen.

Der zweizählige axiale Astigmatismus kann durch die Verwendung einer Dünnschichtblende als begrenzende Apertur stabilisiert werden und mit Hilfe eines Stigmators soweit korrigiert werden, daß das Auftreten einer astigmatischen Brennstrichdifferenz nicht mehr gemessen werden kann. Durch die Anwendung von reinem Kupfer für das Material von Detektorhalterung und Wafertisch, konnte eine Veränderung des zweizähligen axialen Astigmatismus infolge von Umpositionierung im Linsenfeld vermieden werden.

4.2.3. Ablenkelemente

Zur Ablenkung eines Elektronenstrahls werden magnetische oder elektrostatische Ablenkelemente benutzt. Elektrostatische Ablenkelemente, welche im Prinzip durch Kondensatorplattenpaare gebildet werden, sind in ihrem oberen Frequenzverhalten lediglich durch ihre eigene Kapazität begrenzt, erzeugen jedoch schon bei geringen Ablenkwinkeln große Aberrationen, wodurch ihre Anwendbarkeit auf schnelle Austastung oder Mikroauslenkung beschränkt bleibt. Für definierte Auslenkungen kommen in der Praxis nur magnetische

Ablenkelemente zur Anwendung, welche für die Elektronenstrahllithographie folgenden Forderungen genügen müssen:

A. Die außeraxialen Bildfehler dürfen die geforderte axiale Auflösung von 250 nm bis 2° Auslenkung nicht verschlechtern.

B. Eine geringe Selbstinduktion, welche die Frequenzen der Eigenresonanz und der Anstiegszeit über die geforderten Bildpunktfrequenz von ca. 2 MHz hebt.

C. Eine geringe induktive Kopplung der Windungen für die X - und Y - Ablenkung.

D. Die Feldführung darf wegen Wirbelstromeffekten nicht mit benachbartem Leitermaterial gekoppelt sein.

Zu A: Man unterscheidet bekanntlich zwischen Sattelspulen und Toroidspulen, welche die gleichen elektronenoptischen Eigenschaften zeigen. Wegen ihrer geringen Induktivität und einfacherer Abschirmmöglichkeit kommen meist nur Sattelspulen zur Anwendung. In Fig. 8 ist eine Sattelspule schematisch dargestellt, welche ein Feld in X-Richtung erzeugt. Dieses ist zur X-Z-Ebene und Y-Z-Ebene symmetrisch.

Aus den Berechnungen der Bildfehlerkoeffizienten [46-48] ergibt sich, daß diese am kleinsten für homogene Feldverteilung in X- und Y-Richtung und bei einem Verhältnis $1 / R \approx 2$ sind (1 : Länge der Windungen, R: Abstand zur optischen Achse).

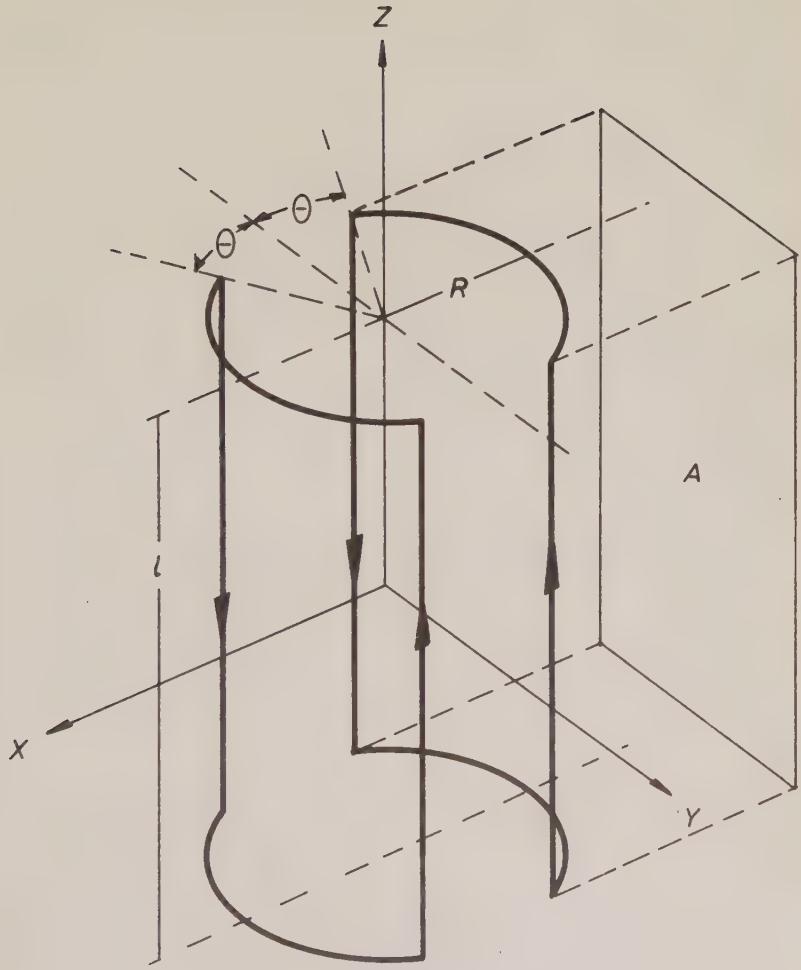


Fig. 8: Schematische Darstellung einer Sattelspule, welche ein Feld in X-Richtung erzeugt.

Um eine homogene Feldverteilung senkrecht zur optischen Achse zu erhalten, sind zwei verschiedene Wicklungsgeometrien möglich: Eine sehr zuverlässige Methode besteht in der cosinusförmigen Windungsverteilung über einen Zylindermantel (Fig. 9) [54].

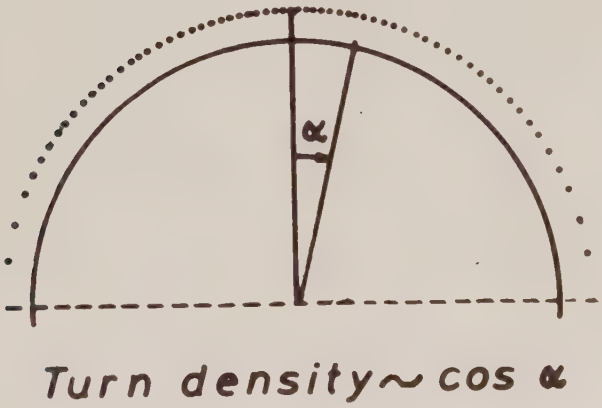


Fig. 9. Die Wicklungsdichte von parallelen Windungen gleicher Stromrichtung ist proportional cos α

Da jedoch für kleine Selbstinduktionen geringe Windungszahlen erforderlich sind, ist eine Cosinusverteilung nur näherungsweise möglich. Eine weitere Möglichkeit besteht durch eine in Fig. 8 gezeigte Geometrie: Wenn die Windungen gleicher Stromrichtung von der optischen Achse aus gesehen im Winkel von $2\ \theta = 60^{\circ}$ angeordnet sind, erhält man bei

dem Verhältnis $l/R \geq 2$ eine homogene Feldverteilung in X- und Y-Richtung [46, 55, 56] .

Zu B.:

Das Frequenzverhalten einer Spule wird wesentlich durch seine Selbstinduktion L bestimmt. Diese ist beim Satteltypsystem gegeben durch [54]

$$L = \frac{4\pi N^2 A}{2 R \cos\Theta} \cdot 10^{-9} \text{ Hy} \qquad (28)$$

wobei N die Wicklungszahl, A das gemittelte Spulenfenster, welches durch die eingeschlossene Fläche von Windungsabstand $2 R \cos\Theta$ und Windungslänge l gebildet wird, und R der Radius des Zylindermantels ist, auf den die Windungen gewickelt sind (2 R ist die wirkliche Länge der Spule).

Durch die Induktivität ist die Eigenresonanz

$$W_o = \frac{1}{LC} \qquad (29)$$

und die Ansprechzeit (response-time)

$$T = \frac{LI}{U} \qquad (30)$$

gegeben, wodurch sich die Forderung nach sehr kleinem L ergibt.

Da die Auslenkung gegeben ist durch [54] :

$$NI = 2{,}69 \frac{2 R \cdot \sqrt{U}}{l} \sin\gamma \qquad (31)$$

müssen leistungsstarke Stromverstärker mit geringer Induktivität gekoppelt werden.

Zu C.:

Wenn die Felder homogen sind und senkrecht zueinander stehen, werden durch Wechselfelder keine Gegenströme induziert. Die einzelnen Windungen müssen so geführt werden, daß X- und Y-Windungen weit voneinander entfernt sind, Überschneidungen werden möglichst als senkrechte Kreuzung verlegt.

Zu D.:

Den hauptsächlichen Einfluß auf das Frequenzverhalten einer Spule hat das im Wechselfeld liegende Leitermaterial [57, 58] . Durch Wechselfelder verursachte Wirbelströme im Leitermaterial verzehren die abgestrahlte Energie. Vor allem zwischen Spule und Elektronenstrahl müssen Wirbelstromeffekte völlig unterdrückt werden, d.h. die Vakuumführung muß aus Isolatormaterial gebaut sein und darf nur eine sehr dünne Leiterschicht gegenüber dem Elektronenstrahl besitzen. Die Dicke dieser Schicht muß weit unter der Skin-Tiefe liegen[59] , welche bei 1 MHz im Bereich weniger μm liegt.

Gegenüber benachbartem Leitermaterial kann man Ferritabschirmungen anbringen, welche die Feldlinien spiegeln und somit zur doppelten Feldstärke auf der optischen Achse beitragen. In der Nähe von magnetischen Linsen müssen die Ferritkörper sehr präzise gebaut sein, da sie sonst zu Linsenfeldverzerrungen und damit zu einem zusätzlichen axialen Astigmatismus führen.

4.2.4. Bau des Ablenkelements

Gefordert sind Ablenkelemente 1. für maximal 3^{o} Auslenkung, 2. mit homogenem Ablenkfeld bis r = 3 mm in X- und Y-Richtung und 3. mit einer Bandbreite bis 5 MHz.

Für einen homogenen Feldverlauf bis r = 3 mm wird ein vierfacher Radius R = 12,5 mm vorausgesetzt, wodurch die Länge auf ca. 50 mm festgelegt ist. Nach der Formel (31) ergibt sich NI = 28 AmpWdg. Für eine zur Zeit der vorliegenden Arbeit modernen Elektronik sind bei 5 MHz Bandbreite $\pm$ 400 mA möglich, wodurch die Windungszahl auf 70 Wdg. festgelegt ist. Die Induktivität ergibt

$$L = 1{,}25\ \mu H. \qquad (32)$$

Die 70 Windungen werden auf einen zylindrischen Spulenkörper gewickelt, als Spulentyp wurde das Satteltypsystem gewählt, da bei diesem das Feld durch einen Ferritmantel abgeschirmt werden kann. Die horizontalen Wicklungen werden weit nach außen radial abgeführt, um einen zusätzlichen Feldeinfluß in Z-Richtung zu verhindern.

Mit einer Hallsonde wurde der Feldverlauf (Fig. 10) für drei Z-Achsen 1. (0, 0, z)
2. (x_1, 0, z)
3. (0, y_1, z)

gemessen. Aus dem Feldverlauf ergibt sich die Inhomogenität in X- und Y-Richtung.

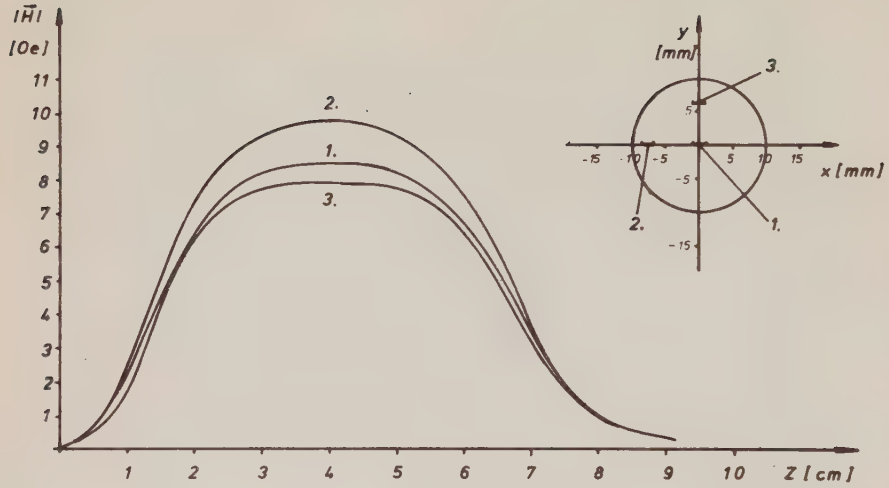


Fig. 10: Gemessener Feldverlauf des Ablenkelements in Z-Richtung.

Eine Glasröhre, welche mittels eines speziell dafür entwickelten Aufdampfverfahrens mit einer Goldschicht von ca. 100 nm Dicke von innen beschichtet wurde, trennt das Ablenkelement auf der Innenseite vom Vakuum. Den Unterschied bei schnellen Aufzeichnungen zwischen einer dünnen Metallröhre und der bedampften Glasröhre zeigt Fig. 11:

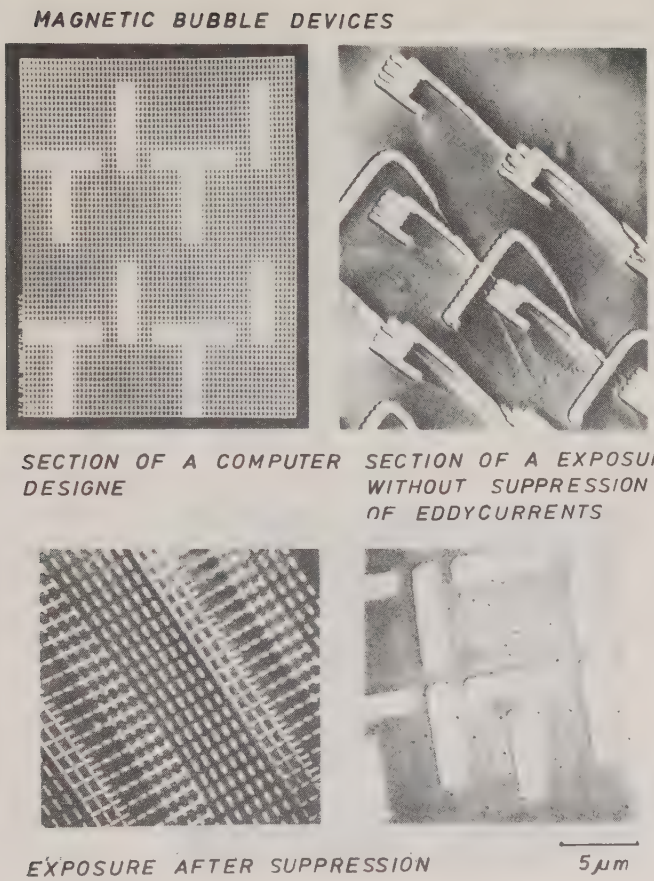


Fig. 11: Aufzeichnung von Mikrostrukturen ohne und mit Wirbelstromunterdrückung.

Ein Ausschnitt eines Bubble-Speichers im Computer Designe (links oben) wurde im Mikroschreiber verkleinert, wobei das Ablenkelement durch eine Metallröhre aus unmagnetischem VA vom Vakuum getrennt wurde. Die Aufzeichnung (rechts oben) gibt das träge Nachziehen des Elektronenstrahls durch Wirbelstromeffekt wieder.

Die beiden unteren Aufnahmen zeigen die Aufzeichnung nach Austausch der Metallröhre durch eine Glasröhre, welche von innen mit einer ca. 100 nm dicken Goldschicht bedampft wurde.

Die durch die Elektronik gegebene oberste Frequenz von 5 MHz konnte mit dem Ablenkelement erreicht werden: Fig. 12 zeigt den Ablenkstrom bei schnellen Rechteckimpulsen mit und ohne Spulen. Ansprechzeit und Resonanz sind über 5 MHz. Bei Belichtungen konnten 5 MHz - Signale als Punkte aufgelöst werden.

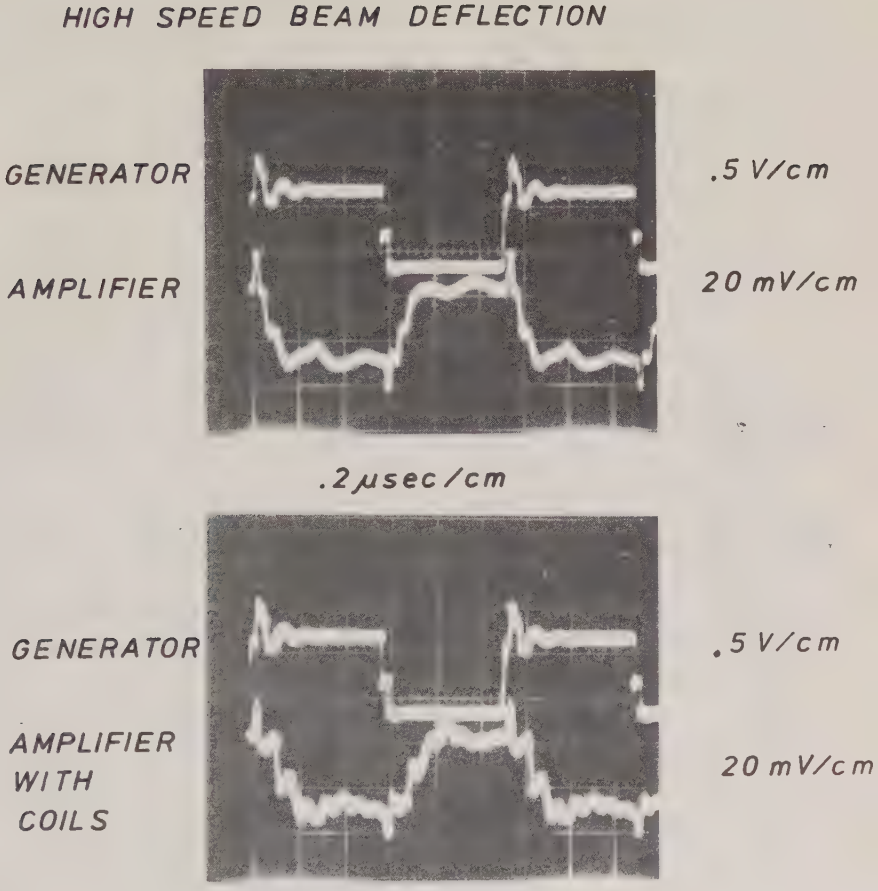


Fig. 12: Oszillogramme von 5 MHz-Rechtecksignalen.
Oben: Eingang- und Ausgangssignal ohne induktive Belastung. Unten: Eingang- und Ausgangssignal mit Belastung durch die Ablenkspule.

4.2.5. Das Ablenksystem im elektronenoptischen Strahlengang.

Für Elektronenstrahlschreiber wurden mehrere Ablenksysteme vorgeschlagen und eingesetzt (Fig. 13):

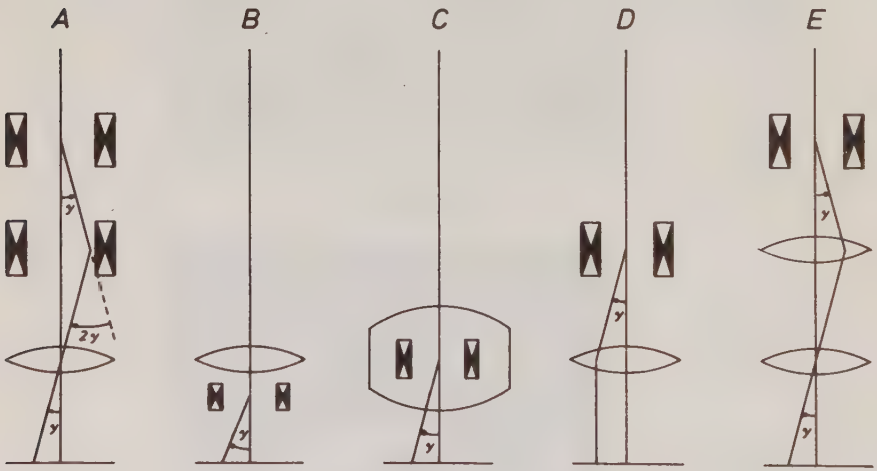


Fig. 13: Verschiedene Ablenksysteme

A. Das konventionelle Doppelablenksystem

In der Rasterelektronenmikroskopie werden Doppelablenksysteme verwendet, deren Zweck es ist, bei der Ablenkung die axiale Hochauflösung des verkleinerten Elektronenstrahlquerschnitts über einen kleinen außeraxialen Bereich nicht zu verschlechtern. Die Elektronenbahnen werden deswegen durch ein oberes Ablenkelement aus der optischen Achse um den Winkel γ ausgelenkt und durch ein unteres Ablenkelement um den doppelten Winkel zurückgelenkt, so daß sie in der Nähe der Hauptebene der Verkleinerungslinse, wo sich die begrenzende Aperturblende befindet [50], unter jedem Winkel im achsennahen Bereich das Linsenfeld durchlaufen. Dieses System zeigt beim Einsatz bei Elektronenstrahlschreibern einige Nachteile: Gegenüber der axialen Hochauflösung wird hier eine genügende Auflösung im außeraxialen Bereich gefordert, die gemäß den Bildfehlerintegralen (s. Tab. I) wesentlich durch den Beitrag der Ablenkfelder begrenzt ist. Da bei der Doppelablenkung durch die Rückkippung ein dreifacher Feldbetrag notwendig ist, treten Aberrationen schon im kleinen Winkelbereich auf. Tatsächlich ergeben Computersimulationen dieses Systems die größten Bildfehlerkoeffizienten [52, 24] .

Ein weiterer Nachteil besteht darin, daß das Ablenkfeld des zweiten Elements schwer vom Polschuh der Magnetlinse zu entkoppeln ist, wodurch das System durch Wirbelstrombildung stark frequenzbeschränkt ist.

A'. Das Doppelablenksystem in verschraubter Anordnung

Durch Verdrehung des unteren Ablenkelements gegenüber dem oberen können die Bildfehler stark reduziert werden [52, 53, 60]. Die Einstellung des von der Linsen-

erregung abhängenden optimierten Winkels reduziert hauptsächlich anisotrope Fehler.

B. Die Nachlinsenablenkung

Bei dem langbrennweitigen Betrieb der für die Elektronenstrahllithographie eingesetzten Linsen ist eine Nachlinsenablenkung möglich, welche theoretisch kleine Bildfehlerkoeffizienten erzeugt [52, 53]. Da jedoch als effektiver Arbeitsabstand nicht der ganze Brennweitenbereich zur Verfügung steht, muß bei geforderter Bildgröße ein großer Winkelbereich verarbeitet werden [49, 56].

C. Die In-Linsen-Ablenkung

Bei theoretischen Berechnungen ergeben sich für die In-Linsen-Ablenkung die kleinsten Bildfehlerkoeffizienten [24, 52]. Befindet sich das Ablenkfeld in der Mitte des Linsenfeldes, so durchlaufen Astigmatismus, Koma und außeraxialer Farbfehler ein Minimum [61] ; außerdem ist dann die Ablenkempfindlichkeit am höchsten, was bei Elektronenschreibern wegen der kleinen Induktivitäten zu beachten ist. Ein wesentlicher Nachteil besteht für die Praxis darin, daß in einer Magnetlinse ein sehr schnelles Wechselfeld erzeugt werden muß. Durch eine Sandwich-Ferrit-Abschirmung ist es möglich, die Wechselfelder vom Polschuh abzuschirmen, ohne das Linsenfeld zu verzerren und den Magnetfluß der Linse kurzzuschließen [24, 25, 29, 30] . Dadurch ist es bisher gelungen, Wechselfelder bis 100 kHz zu erzeugen, weswegen das Ablenksystem nur bei dem Shaped-Beam-Verfahren angewandt werden kann.

D. Die Vor-Linsen-Ablenkung

Es sind zwei Arten von Vorlinsenablenkung bekannt:
1. Ein in vorderer Brennebene einer Magnetlinse angebrachtes Ablenkelement lenkt den Strahl so aus, daß er in achsenfernen Gebieten ins Linsenfeld eintritt und parallel zur Achse austritt [62, 63] .

2. Ein vor der vorderen Brennebene angebrachtes Ablenkelement lenkt den Strahl in achsenferne Gebiete des Linsenfeldes aus, wo ein zweites In-Linsen-Ablenkelement den Strahl zurücklenkt [52, 53].

Obwohl bei diesen Systemen sehr achsenferne Gebiete des Linsenfeldes zur Abbildung benutzt werden, zeigen diese Systeme wesentlich bessere Eigenschaften als die Doppelablenkung und die Nachlinsenablenkung: Vor allem zeigen diese Systeme fast keine Bildfeldwölbung

E. Das Doppelablenksystem mit magnetischer Rücklenklinse nach Vorschlag von E. Kasper. (Fig. 14).

Die Eigenschaften der Vorlinsensysteme zeigen, daß Aberrationen von außeraxial betriebenen Rundlinsen gegenüber dem Einfluß der Aberrationen, welche durch Ablenkfelder verursacht werden, zu vernachlässigen sind. Dadurch bietet sich die Überlegung an, den Strahlengang des Doppelablenksystems zugunsten des axialen Betriebs der stark erregten Verkleinerungslinse beizubehalten und eine Rücklenkung anstatt durch ein zweites Ablenkelement durch eine schwach erregte Magnetlinse im außeraxialen Betrieb zu ersetzen.

In der vorliegenden Arbeit wurde dieses neue System entworfen, experimentell erprobt und seine elektronenoptischen Eigenschaften gemessen [63] . Sein Vorteil liegt in der Erzeugung sehr kleiner Aberrationen und der Möglichkeit von sehr hohen Ablenkfrequenzen.

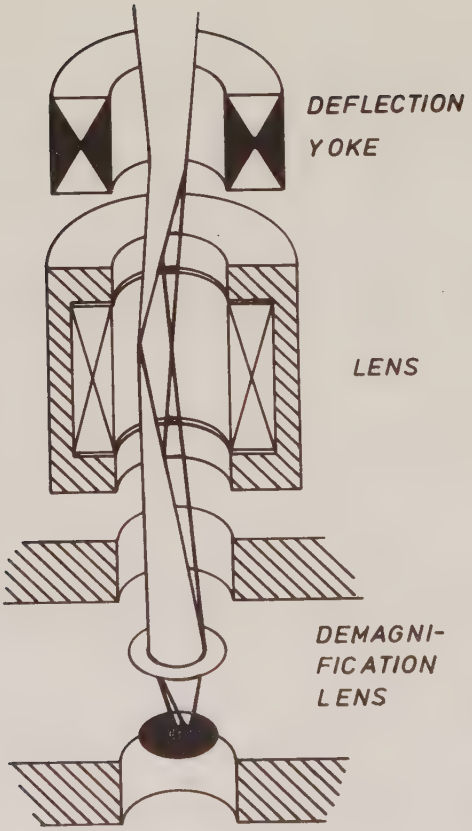


Fig. 14: Das Doppelablenksystem mit magnetischer Rücklenklinse

4.2.6. Die außeraxialen Bildfehler

Berechnungen [52, 53] und Experimente an verschiedenen Ablenksystemen ergeben, daß vor allem Verzeichnungen (K_1), Bildfeldwölbung (K_3), Astigmatismus (K_4) und Koma (K_6) die außeraxialen bildfeldbegrenzenden Aberrationen sind, welche hauptsächlich dann groß sind, wenn der Wirkungsgrad (Ablenkwinkel/Ablenkfeld) sehr gering ist. Der Wirkungsgrad ist am größten bei Verwendung von nur einem Ablenksystem und dem Ablenkzentrum oder dem Kippunkt in der Nähe der Hauptebene der letzten Verkleinerungslinse.

K_3, K_4 und K_6 können bei kleinen Aperturen unterdrückt werden (Feldemission), K_1 ist aperturunabhängig und steigt mit der 3. Potenz des Auslenkwinkels an (s. Kap. 3).

Bei Geräten mit Sondenströmen über 10^{-7} A muß wegen Energieverbreiterung in jedem Überkreuzungspunkt die außeraxialen chromatischen Bildfehler (K_{10}, K_{11}) berücksichtigt werden.

4.2.7. Die magnetische Rücklenklinse

Um eine Doppelablenkung mit magnetischer Linse anstatt des zweiten Ablenksystems in einem Verkleinerungsstrahlengang zu verwirklichen, muß eine Linse eingesetzt werden, die

A. in den Verkleinerungsstrahlengang nicht eingreift,

B. eine möglichst fehlerfreie Abbildung vom Auslenkzentrum in die Blendenebene in der Verkleinerungslinse (M_3) erzeugt.

zu A: Wenn die Linsenmitte der Rücklenklinse in der Bildebene (d_2) der zweiten Verkleinerungsstufe (M_2) liegt (s. Abb. 7), leistet die Linse keinen Beitrag zu einer zusätzlichen Verkleinerung oder Vergrößerung (+ 1 - Abbildungsstrahlengang). Die Aberrationen dieser Abbildung sind sehr gering, da alle Elektronenbahnen das Linsenfeld in Achsennähe durchlaufen und dadurch die Fehlerintegrale sehr klein werden lassen. Außerdem ist entsprechend Gleichung (25) der Fehleranteil der axialen Aberrationen der Vorverkleinerungen am Fehlerscheibchen in der Registrierebene zu vernachlässigen.

zu B: Der Abbildung vom Auslenkzentrum in die Blendenebene entspricht einer - 1 - Abbildung. Die Aberrationen dieser Abbildung sind auf die zum Auslenkzentrum konjugierten Ebene, der Blendenebene, definiert, wo sie eine Versetzung des nicht fokussierten Strahlenbüschels um Δw erzeugen (Fig. 15)

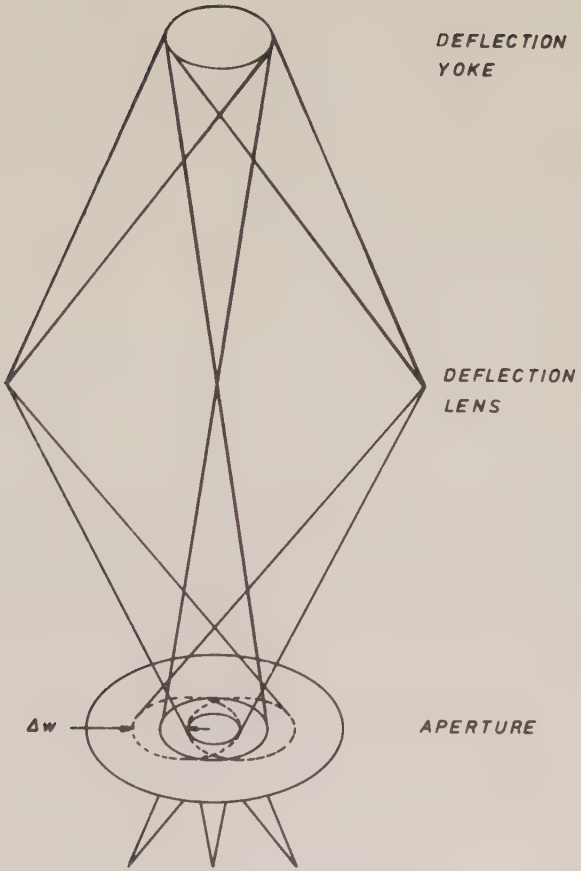


Fig. 17: Die Abbildungsfehler der Rücklenklinse erzeugen eine Versetzung Δw des Strahlenbüschels in der Blendenebene.

Der Einfluß dieser Bildfehler auf das Fehlerscheibchen in der Registrierebene ist sehr gering, weil die Verkleinerungslinse (M_3) jeden Punkt aus der Rücklenkebene in die zu ihr konjugierten Registrierebene abbildet, gleichgültig auf welcher Bahn die Elektronen übertragen werden. Die Versetzung Δw in der Blendenebene bedeutet also nur einen veränderten Winkelbereich der bildseitigen Apertur.

Eine Abschätzung von Δw bei 2° Auslenkung ergibt bei gegebenem Öffnungsfehler

$$\Delta w = 0{,}4\ \mu m$$

Da der physikalische Radius der Aperturblende im Normalbetrieb 150 μm ist, folgt eine versetzte Ausleuchtung der Blende um 0,3 %. Dies bedeutet eine um 0,3 % angewachsene zu verarbeitende Apertur, und bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung eine zu vernachlässigende Stromschwankung.

Die Brennweite der Rücklenklinse ergibt sich aus der Größe der Bauteile für Ablenkelement und Linsen und durch die Bildlage d_2 (s. Fig. 7), welche mit der Linsenmitte zusammenfallen soll.

Für die Abbildung gilt:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \qquad (33)$$

für a = 95 mm (Objektlage: Auslenkebene)
b = 185 mm (Bildlage: Blendenlage)

ergibt sich

$$f = 63 \text{ mm}.$$

Dies wird bei den geforderten Abmessungen bei einer Linsenerregung von

$$\varepsilon = NI / \sqrt{U} = 7 A / \sqrt{V}$$

erreicht.

Für 50 KV Elektronen ergibt sich

$$NI = 1603 \text{ AW}.$$

Bei der für Linsen ohne Kühlung erforderlichen Wicklungsdichte von 120 AW/cm^2 ergibt sich ein Wicklungsquerschnitt von mindestens 15,4 cm^2. Es werden auf einen Wicklungsquerschnitt von 18,5 cm^2 15573 Wicklungen Kupferdraht mit 0,3 mm Querschnitt aufgebracht, welche bei einem Strom von 0,110 A die erforderliche Linsenerregung erzeugen. Die Gleichstromquelle wurde für den Betrieb in diesem Strombereich auf $1 \cdot 10^{-5}$ Restwelligkeit stabilisiert.

Die Linse muß, um einen Ablenkwinkel von $\gamma = 3^{\circ}$ verarbeiten zu können, bis 7 mm außerhalb der optischen Achse betrieben werden.

Um Bildfehler 5. Ordnung unberücksichtigt zu lassen, ist deswegen nach Liebmann und Grad [64] ein Bohrungsradius von 20 mm notwendig. Als Linsentyp wurde unter Berücksichtigung der Minimierung außeraxialer Aberrationen bei schwacher Linsenerregung eine lange Linse mit dem Verhältnis S/D = 2 gewählt.

Für diese Linse ergeben sich die axialen Bildfehlerkoeffizienten:

C_s = 90 mm
C_c = 45 mm

In der Schnittzeichnung von Fig. 16 ist der gesamte Aufbau des Ablenksystems gezeigt, welches aus einem oberen schnellen Ablenkelement und einer unteren schwachen magnetischen Linse zur Rücklenkung besteht.

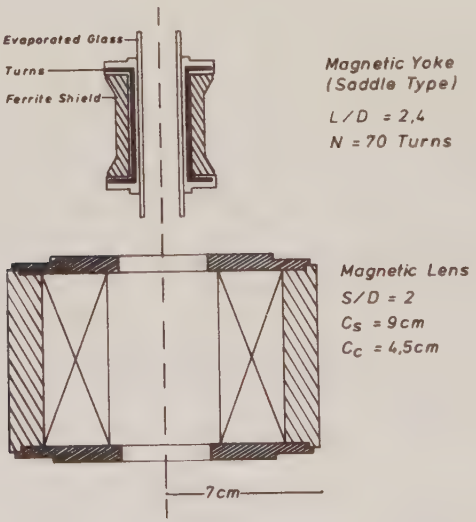


Fig. 16: Das Doppelablenksystem bestehend aus einem oberen Ablenkelement und einer unteren schwachen magnetischen Linse zur Rücklenkung.

4.3. Dynamische Korrektur

In allen Elektronenstrahlschreibern werden zur Kompensation der außeraxialen Bildfehler (Bildfeldwölbung, Astigmatismus, Farbfehler und Verzeichnung) dynamische Korrekturelemente eingebaut, die jedem Bildpunkt eines Rasterfeldes einen Korrekturwert zuordnen, der vorher durch eine Ausmessung des jeweiligen Fehlers berechnet wurde. Für die aufwendige Prozeßrechnersteuerung bedeutet dies nur einen geringen Mehraufwand an Soft- und Hardware [10,22,26-30,44].

In das zu vorliegenden Untersuchungen benutzte Gerät wurde eine umgebaute dynamische Korrektureinheit der Firma Celco eingebaut, die in der Lage ist, die Bildfeldwölbung zu kompensieren. Gemäß der quadratischen Zunahme der Bildfeldwölbung mit dem Achsenabstand bildet die Bildebene eine Paraboloidfläche. Wird zusätzlich zum Linsenfeld der Verkleinerungslinse eine dynamisch arbeitende Linse durch einen Strom erregt, der der inversen Paraboloidfunktion entspricht, so kann der Fokus in einer Ebene gerastert werden.

Die Ergebnisse bei Aufzeichnung mit dynamischer Korrektur zeigen, daß die Auflösung bei größerer Auslenkung wesentlich verbessert werden kann, daß jedoch eine zusätzliche Verzeichnung auftritt. Für die Praxis ergibt sich ein zusätzlicher Nachteil, daß die Koeffizienten der Parabelfunktionen der Bildfeldwölbung bei jeder Nachjustierung neu vermessen werden müssen, da die Nullage des Strahls nicht exakt mit der optischen Achse übereinstimmt. Die für die gegebene Elektronenoptik entwickelte dynamische Linse, deren Frequenzverhalten gemäß Formel (30) den Rastergeschwindigkeiten angepaßt wurde, hat zugunsten einer großen Amperwindungs-

zahl einen Induktionskoeffizienten von 1,6 mH. Durch die in Fig. 2 gezeigte Strahlführung (Vector-Scan-System), bei dem der Fokus lange auf der gleichen Ebene geführt wird, ist die Ansprechzeit von 3,2 msec ausreichend.

4.4. Die Elektronenstrahlquelle

Als Strahlquelle zu Aufzeichnungen wurde eine Wolfram-Spitzenkathode im Strahlerzeugersystem [1,38] verwendet. Trotz des geringen Richtstrahlwertes zeigt die thermische Emission einer Wolframkathode für die Praxis bei der Elektronenstrahllithographie die günstigsten Eigenschaften: Strommessungen ergeben eine konstante Emission:

Kurzzeitstabilität:	0 %
Langzeitstabilität:	5 %

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die mechanische Drift der Kathode: Bei den Wolframkathoden, welche nach der Herstellung durch Rekristallisierung mechanisch stabilisiert werden können, war kein Auswandern im Betrieb zu beobachten; thermische Ausdehnung durch die an die Umgebung abgegebene Heizleistung wurde durch eine Kompensation mit Hilfe eines Quarzzylinders zwischen Wehnelt und Kathodenkörper unterdrückt. Bei einer 20fachen Verkleinerung des Crossovers darf in der Elektronenstrahllithographie eine Drift in X-, Y-Richtung von 2 µm zugelassen werden. Diese Drift wurde bei den Aufzeichnungen nicht beobachtet. Der in einem Faradaykäfig gemessene Strom einer Wolframkathode war $5 \cdot 10^{-8}$ A in einer Sonde von 250 nm bei einer Apertur von 10^{-2} rad.

Bei einer LaB_6 - Kathode von W. Brünger [40] war der Sondenstrom $2 \cdot 10^{-7}$ A bei gleicher Einstellung. Die geringe Abweichung dieser Werte von den in Fig. 3 berechneten Kurven ist im wesentlichen auf die experimentelle Schwierigkeit der Einstellung des exakten Richtstrahlwertes zurückzuführen.

4.5. Bildregistrierung

Zur Bildregistrierung wird der X-Y-Verstärker durch einen Rastergenerator mit Videoeinheit angesteuert. Ein über dem Wafer angebrachter Halbleiterdetektor registriert das durch Sekundärelektronen gelieferte Ortsignal, welches über einen rauscharmen Strom-Spannungswandler zur Bildsteuerung auf dem Monitor verwendet wird. Rastert man mit kleiner Amplitude über eine Fokussiermarke, so kann entsprechend der Intensitätsverteilung des Ortsignals die Größe der Elektronensonde und die Fokussierung gesteuert werden. Fig. 17 zeigt die Detektoranordnung.

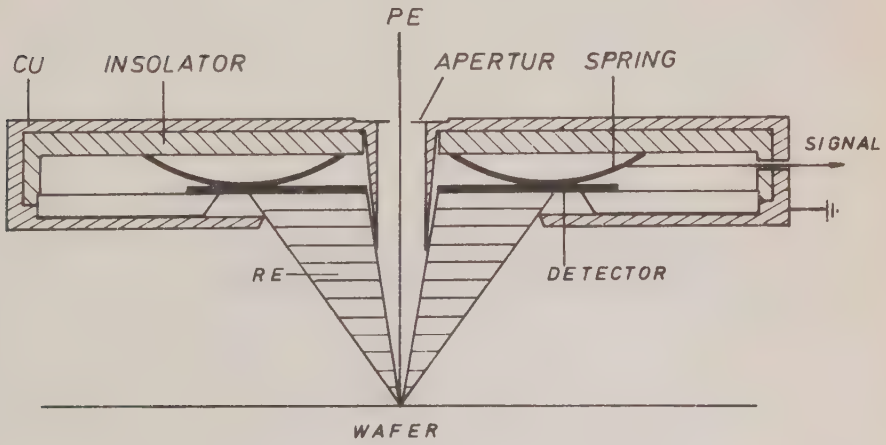


Fig. 17: Die zur Bildregistrierung eingesetzte Detektoranordnung

Bei Anbringung des Detektors über dem Wafer zeigte sich eine stark astigmatische Störung des Primärelektronenstrahls. Eine wesentliche Verbesserung konnte erreicht werden durch eine Abschirmung des p-n-Übergangs gegenüber dem Primärstrahl, durch Anbringung einer Tantalblende über der Abschirmröhre und durch ein geschlossenes Gehäuse aus reinem Kupfer, welches nur ein Fenster für den auf Masse liegenden p-n-Übergang besitzt.

Der Detektorhalter ist justierbar und in der Höhe so angebracht, daß die räumliche Winkelverteilung der reflektierten Elektronen maximal ausgenutzt werden kann.

4.6. Herstellung der Halbleiter-Detektors [65] (Fig. 18)

In einen 21 mm Si-Wafer sehr geringer Ladungsträgerdichte wurde ein sehr dicht unter der Oberfläche (50 - 100 nm) liegender p-n-Übergang eindiffundiert. Für die Verwendung als Ringdetektor mußte durch Sandstrahl ein Loch von 4 mm ϕ in den Halbleiter gebohrt werden. Durch eine Titan-Silber-Doppelschicht wurde die hochohmige Rückseite mit einem ohmschen Kontakt versehen.

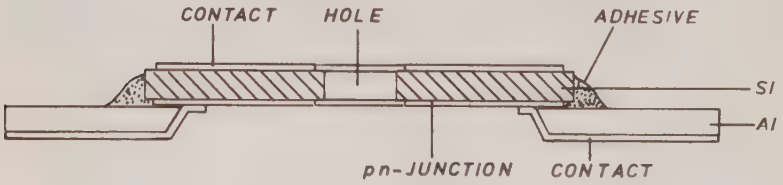


Fig. 18: Schematische Schnittzeichnung durch den Halbleiterdetektor

Der fertige Halbleiter werde mit einem Spezialklebstoff mit der hochdotierten Seite nach unten auf einen Aluminiumring geklebt und durch eine Titan-Silberschicht kontaktiert. Der Detektor zeigte eine rauscharme Stromverstärkung von 4ooofach bei einem Eingangsstrom von 10^{-8}A.

4.7. Herstellung von Dünnschichtblenden

Der größte Beitrag zum nicht konstanten axialen Astigmatismus kommt von der Kontamination auf der letzten Aperturblende. Diese macht eine ständige Korrektur durch einen Stigmator notwendig. Ein stabiler Zustand des axialen Astigmatismus wird durch Dünnschichtblenden erreicht. Bei gut gesäuberter Optik ist nach Einsatz einer Dünnschichtaperturblende über Tage nur eine geringe fest eingestellte Kompensation notwendig.

Die Herstellung geschieht nach dem Muster der Planartechnologie Fig. 19 [66].

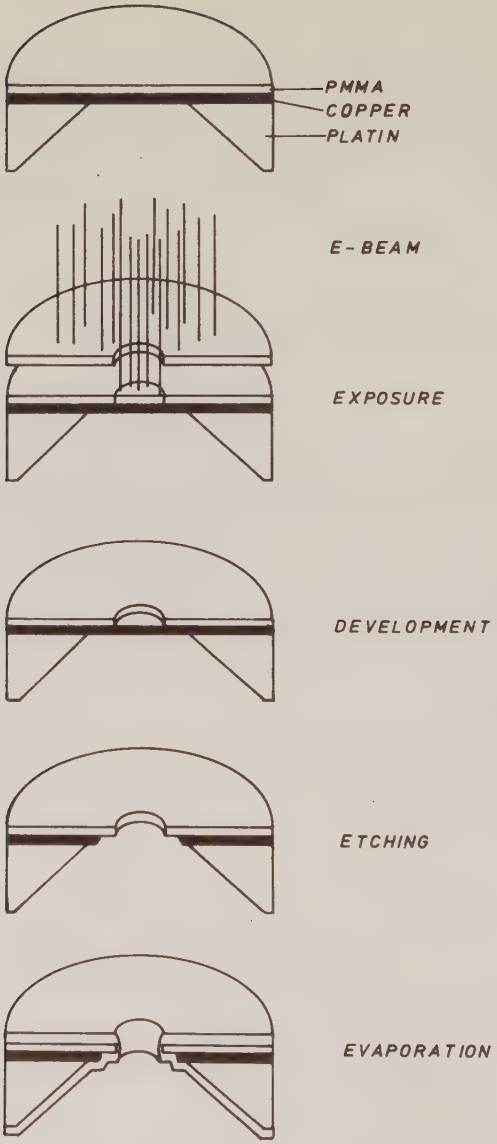


Fig. 19: Herstellung einer Dünnschichtblende

Eine auf einen Platinträger aufflottierte Cu-PMMA-Doppelschicht wird mit Elektronen durch eine Maske belichtet und entwickelt (s. Kap. 4.10.). Durch das belichtete Fenster wird die darunterliegende Cu-Schicht durch HCl geätzt. Eine anschließende Bedampfung von beiden Seiten durch eine 200 nm dicke Goldschicht überdeckt die Unterätzung und bildet die gewünschte Absorbtionsschicht für Elektronen.

4.8. Die optoelektronische Steuerung

Zur Aufzeichnung nach gegebenen Originalvorlagen wurde eine von Greschner und Speidel [18] entwickelte optoelektronische Analogsteuerung verwendet, deren Bildpunktspeicherzahl von $5 \cdot 10^7$ der des Elektronenstrahlschreibers angepaßt wurde.

4. 9. Prozeßrechnersteuerung und Elektronik

Da die schnellsten Taktzeiten pro Bit bei heutigen Computern der intelligenteren Familien im Bereich von 3 - 10 μsec liegen, ist eine einfache nur über Software erzeugte Steuerung für eine Elektronenstrahlschreiber viel zu langsam. Eine von F. Franck entwickelte Koppelung zweier Rechner, einem intelligenten langsamen (PDP 11 45) mit einem weniger intelligenten schnellen (PDP 11 03), ermöglicht in Verbindung mit geeigneter Hardware schnelle Programmabläufe und dadurch Bildpunktfrequenzen von über 2 MHz für den Vector-Scan-Betrieb (Fig. 2). Ein Benutzerprogramm ist für die Erzeugung von Muster aus über 10^9 Bildpunkten, die aus Rechtecken zusammengesetzt werden können, erarbeitet worden.

Bei der entwickelten Steuerung ist die Frequenz durch die Kapazität und die Übersprechung auf den Zuleitungen begrenzt.

Eine von Dr. R. Maier und Dr. D. Koch an der Universität Stuttgart entwickelte Elektronik garantiert eine vom Interface über schnelle D-A-Wandler an die X-Y-Verstärker verzerrungsfreie Übertragung der Steuersignale an die Ablenkspulen. An den Verstärkern wurde ein linearer Frequenzgang von 1 Hz bis 5 MHz bei ohmscher und induktiver Belastung gemessen.

4.10. Die Belichtung

Zur Registrierung der Elektronenstrahlaufzeichnung dienen in der Halbleitertechnologie Elektronenresists [42, 43, 67], welche als Maske zum Ätzen oder Strippen für weitere Produktionsschritte dienen. Sie werden durch Empfindlichkeit und Kontrast charakterisiert, wobei eine hohe Empfindlichkeit geringere Ansprüche an die Elektronenoptik stellt (s. Kap. 2), und ein hoher Kontrast

$$\gamma = (\log D_o / D_i)^{-1} \qquad (34)$$

eine höhere Zuverlässigkeit der Belichtung und der weiteren Verarbeitungsschritte bedeutet. In Fig. 20 ist eine typische Empfindlichkeitskurve für einen Elektronenresist dargestellt, wobei D_i und D_o die Steigung des Kontrasts charakterisieren. In der Praxis werden vor allem durch den unten beschriebenen Proximity-Effekt Resists mit dem Kontrast $\gamma < 1$ benötigt, die meist keine hohe Empfindlichkeit haben.

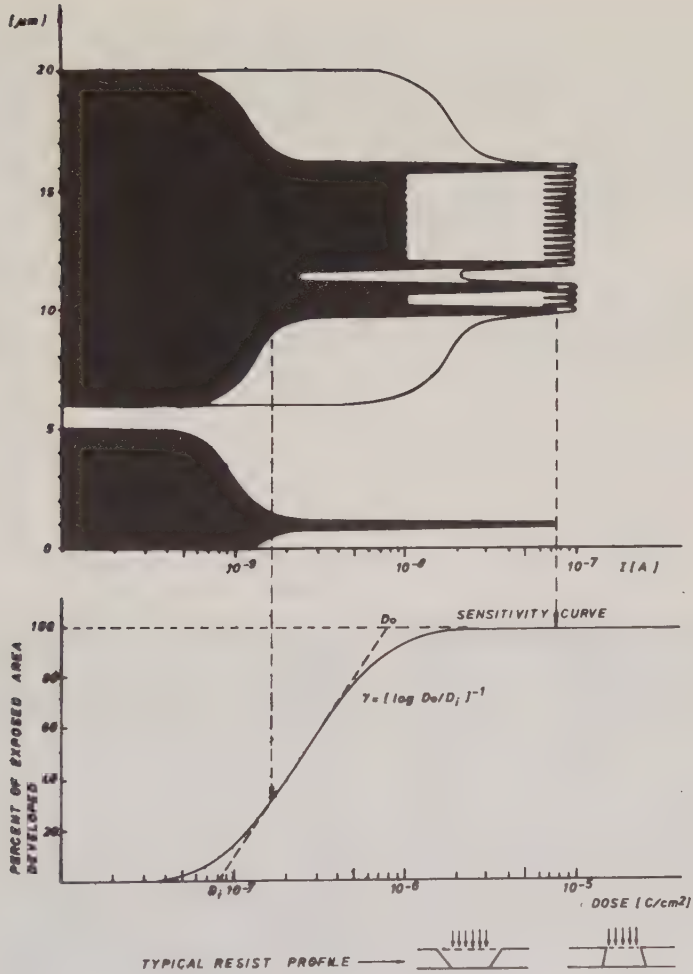


Fig. 20: Unten: Typische Empfindlichkeitskurve mit zugehörigen Lackprofilen (ganz unten)
Mitte: Stromverteilung verursacht durch eine Elektronensonde

Oben: Stromverteilung verursacht durch viele Elektronensonden (weiß) und viele Elektronensonden mit zurückgenommener Stromdosis (schwarz)

Durch das bei der Belichtung und Entwicklung entstehende Profil ist es für die Halbleitertechnologie wichtig, Belichtungen bei einer zehnfachen Dosis von D_o vorzunehmen [42,67] . Typische Profile sind in Fig. 20 ganz unten dargestellt, die jeweils von den darübergezeichneten Ladungsdichten erzeugt werden [6].

Für die später beschriebenen Belichtungen mit 50 KV - Elektronen wurde Polymethyemetacrylat (PMMA) mit einer Empfindlichkeit $D_o = 5 \cdot 10^{-5}$ Cb/cm^2 und einem Kontrast $\gamma = 0{,}2$ benutzt.

Die Elektronenstrahlbelichtungen von Strukturen unter 5 µm werden erschwert durch die Streuung der Primärelektronen im Resist und die der reflektierten an der Waferoberfläche [68 - 71] . Nach den Messungen von Hawryluk [68, 69] und Rieke [71] kann man jedem Primärelektronenstrom einen Streuhof mit 5 µm Radius und ca. 1 % Stromdichte zuordnen. Die Spitze der in Fig. 20 Mitte dargestellte Elektronensonde erzeugt eine Ladungsdichte, die einer daruntergezeichneten Durchbelichtung entspricht, während die vom Streuhof erzeugte Ladungsdichte unter der Durchbelichtung D_o liegt.

Bei der Belichtung von mehreren Zeilen innerhalb dieses Streuhofes kann sich die Ladungsdichte bis in die Größenordnung der Primärdosis aufintegrieren. Z.B. kann dadurch eine kleine Struktur in unmittelbarer Nähe einer großen nicht mehr aufgelöst werden, weil die Dosis des Streuhofes schon über D_o liegt (Fig. 20, weißes Feld).

Diese unter dem Namen Proximity-Effekt bekannte Schwierigkeit macht eine genaue Stromanpassung an eine gegebenen Belichtungstruktur notwendig [72].
Eine in den inneren Bereichen zurückgenommene Stromdichte (Fig. 20, schwarzes Feld) ermöglicht Belichtungen ohne Proximity-Effekt, weil die durch gestreute Elektronen erzeugte Ladungsdichte kleiner ist als D_o.

Eine Stromdichtesteuerung kann beim Vector - Scan - System (s. Fig. 2) verwirklicht werden durch schnelleres Abrastern der Innenbezirke.

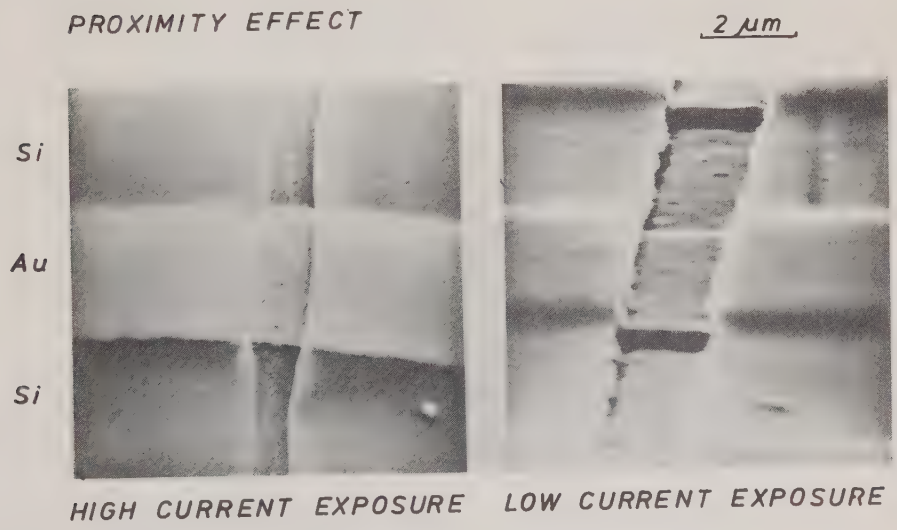


Fig. 21: Links: Belichtung mit zu hoher Stromdosis über Materialien mit unterschiedlichen Rückstreukoeffizienten
Rechts: Belichtung mit angepaßter Stromdosis.

Eine zusätzliche Schwierigkeit entsteht durch die Belichtung auf Materialien mit unterschiedlichem Rückstreukoeffizienten; der Proximityeffekt wirkt sich dann entsprechend unterschiedlich aus. In Fig. 21 ist links eine Belichtung über eine auf Silizium aufgebrachte Goldleiterbahn gezeigt, bei der durch Überbelichtung eine Verbreiterung auftritt. Rechts ist eine Belichtung mit angepaßter Stromdosis gezeigt.

5. Messungen der außeraxialen Bildfehler

Um für verschiedene Ablenksysteme die Bildfehler zu messen, wird ein spezielles Meßverfahren entwickelt, das es ermöglicht, einzelne Bildpunkte in einem Winkelbereich von -3° bis $+3^{\circ}$ in X- und Y-Richtung zu belichten, und anschließend in Zuordnung zu seinen Koordinaten zu vermessen.

Die in ihrer Frequenz steuerbaren Impulse eines digitalen Zählers werden in einem D-A-Wandler, der aus

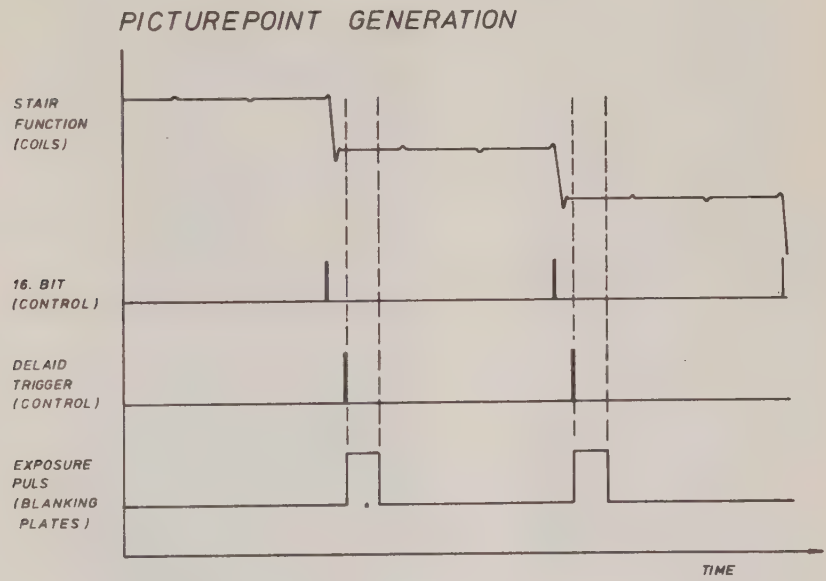


Fig. 22: Die Erzeugung von Belichtungspunkten.
oben: Die Treppenfunktion für X- und Y-Ablenkung
mit : Zwei zueinander verzögerte Steuerimpulse
unten: Der durch den verzögerten Steuerimpuls ausgelöste Belichtungsimpuls für die Austastplatten.

Brummgründen von der Computersteuerung entkoppelt ist, zu einer Treppenfunktion aufsummiert und in einstellbaren Schrittgrößen über den X-Y-Verstärker auf die Ablenkelemente gegeben (s. Fig. 22 oben)

Durch einen Inable-Impuls (16 Bit) des digitalen Zählers wird ein Verzögerer angesteuert, der nach einstellbarer Zeit ein Triggersignal an einen Rechteckimpulsgenerator gibt (Fig. 22 Mitte), durch den über den Z-Verstärker und die Austastplatten eine definierte Belichtungszeit eingestellt werden kann (Fig. 22 Unten). Die Funktion des Verzögerers ist es, Einschwingzustände der Elektronik abzuwarten, dadurch können die durch die Austastplatten gesteuerten Belichtungspunkte zu einem Zeitpunkt ausgelöst werden, an dem der X- und Y-Kanal des Verstärkers ein stabiles Gleichspannungssignal auf das Ablenksystem gibt. Mit Hilfe eines Speicheroszillographen kann die Belichtung auf ein ebenes Teilstück jedes Treppenniveaus gelegt werden.

Durch eine Strommessung mit Hilfe eines Faradaykäfiges und durch die Belichtungsdauer kann die Ladungsdichte genau der Empfindlichkeit des Elektronenresists angepaßt werden.

Die Registrierung geschieht auf einem mit 200 nm PMMA beschichteten Siliziumwafer (s. Kap. 4.10.), welcher nach der Entwicklung mit Äthanol durch Goldpalladium schräg bedampf wird. Im Rasterelektronenmikroskop können die belichteten Bildpunkte sichtbar gemacht und an definierten Koordinaten photographiert werden. Anschließend werden im Meßmikroskop diese Koordinaten ausgemessen.

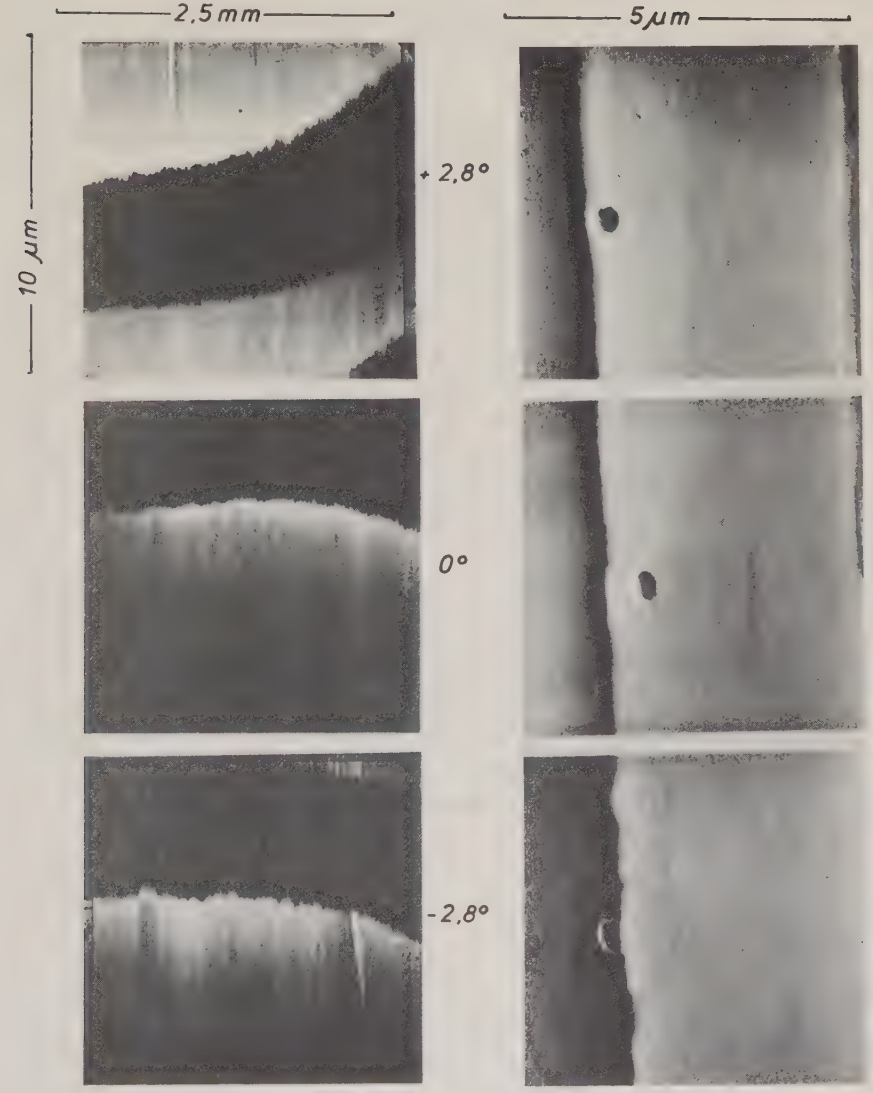


Fig. 23: Zwei Meßmethoden der Verzeichnung:
Links: Durch Übervergrößerung eines Eichgitters in einer Richtung.
Rechts: Durch Belichtung auf ein Eichgitter.

Zur Messung der Verzeichnung wurden zwei verschiedende Verfahren benutzt:

1. An die Stelle des Wafers wurde ein Eichgitter mit 8 µm Gitterkonstante gebracht und parallel zur X-Auslenkung justiert. Dann wurde die Y-Amplitude um den Faktor 200 verringert, wodurch auf dem Monitor der Videoeinheit ein Gittersteg erscheint, der in seiner Breite 200fach vergrößert ist. Durch Addition eines Gleichspannungsignals auf den Y-Kanal kann jeder Gittersteg bis zur Bildfeldkante angesteuert werden. Fig. 26 zeigt links die Gitterstege in der Mitte und an der oberen und unteren Bildkante. Durch die Krümmung der Gitterstege kann die Verzeichnung der Ablenkung gegenüber dem Eichgitter gemessen werden.

2. Um den Einfluß eines eventuell verzerrten Sägezahns der Videoelektronik auszuschließen, wird eine direkte Belichtung auf ein mit PMMA beschichtetes Eichgitter gemacht, welche im REM ausgewertet werden kann. Fig. 26 rechts zeigt Bildpunkte, die parallel zu einem Gittersteg belichtet werden. Aus dem Abstand der Stegkante kann die Verzeichnung gemessen werden.

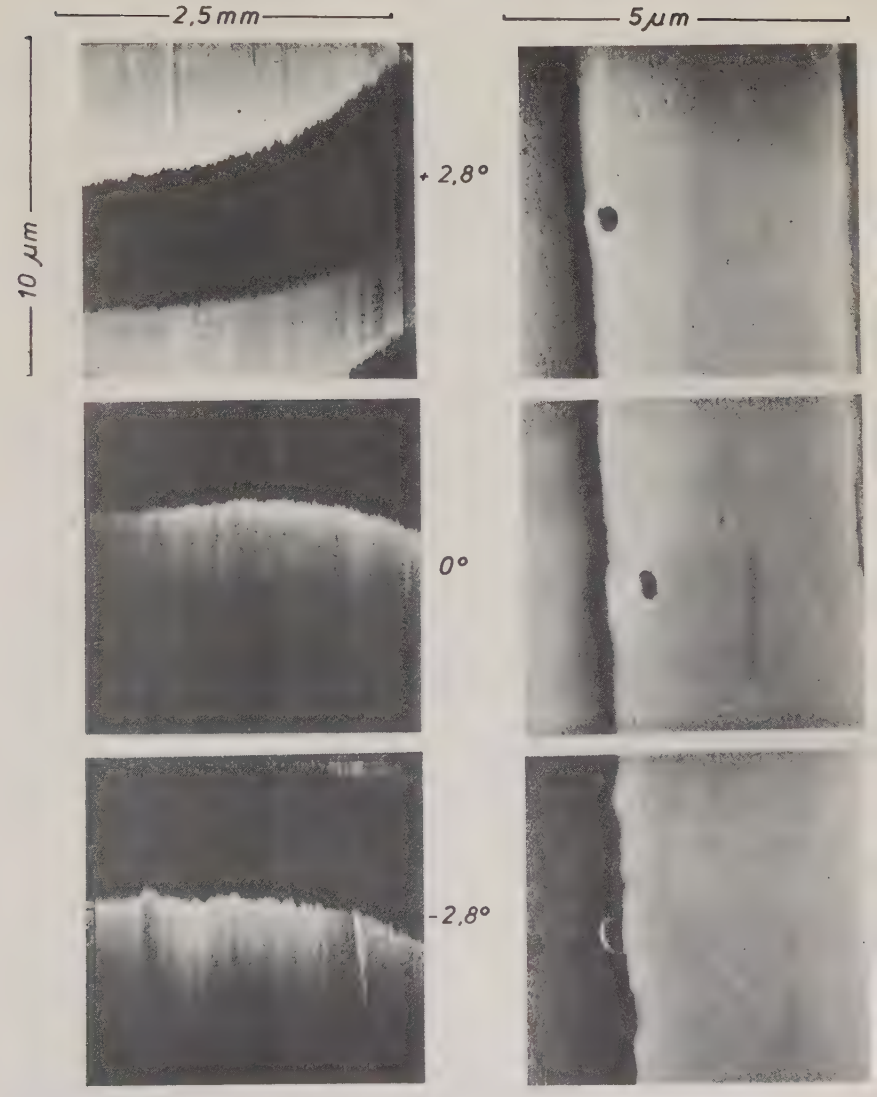


Fig. 23: Zwei Meßmethoden der Verzeichnung:
Links: Durch Übervergrößerung eines Eichgitters in einer Richtung.
Rechts: Durch Belichtung auf ein Eichgitter.

Zur Messung der Verzeichnung wurden zwei verschiedende Verfahren benutzt:

1. An die Stelle des Wafers wurde ein Eichgitter mit 8 µm Gitterkonstante gebracht und parallel zur X-Auslenkung justiert. Dann wurde die Y-Amplitude um den Faktor 200 verringert, wodurch auf dem Monitor der Videoeinheit ein Gittersteg erscheint, der in seiner Breite 200fach vergrößert ist. Durch Addition eines Gleichspannungsignals auf den Y-Kanal kann jeder Gittersteg bis zur Bildfeldkante angesteuert werden. Fig. 26 zeigt links die Gitterstege in der Mitte und an der oberen und unteren Bildkante. Durch die Krümmung der Gitterstege kann die Verzeichnung der Ablenkung gegenüber dem Eichgitter gemessen werden.

2. Um den Einfluß eines eventuell verzerrten Sägezahns der Videoelektronik auszuschließen, wird eine direkte Belichtung auf ein mit PMMA beschichtetes Eichgitter gemacht, welche im REM ausgewertet werden kann. Fig. 26 rechts zeigt Bildpunkte, die parallel zu einem Gittersteg belichtet werden. Aus dem Abstand der Stegkante kann die Verzeichnung gemessen werden.

6. Experimentelle Ergebnisse

Nach dem beschriebenen Verfahren werden an drei folgenden Ablenksystemen bei gleicher experimenteller Anordnung die Bildfehlerscheibchen gemessen:

1. Am optimierten konventionellen Doppelablenksystem
2. Am Doppelablenksystem mit magnetischer Rücklenklinse
3. Am Vorlinsenablenksystem

Die Messungen werden jeweils bei drei verschiedenen Aperturen gemacht:

1. $\alpha = 1 \cdot 10^{-2}$rad, die für hochfrequente Belichtungen erforderliche Apertur (s. Fig. 4)
2. $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$rad, die bei fast allen Elektronenstrahlschreibern zugunsten der Bildfehlerunterdrückung eingestellte Apertur
3. $\alpha = 1 \cdot 10^{-3}$rad, die für die Belichtung mit Feldemissionskathode vorgesehene Apertur.

Bei den Messungen der von der Apertur unabhängigen Verzeichnung wurde mit einer Apertur von $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$rad belichtet.

Fig. 24 zeigt Bildpunkte bei der Belichtung mit dem konventionellen Doppelablenksystem. Die Hauptbeiträge zu den Bildfehlerscheibchen sind folgende:

1. Isotrope Koma, die linear mit dem Ablenkwinkel anwächst, ist bis zu einem Winkel von $1{,}2^{\circ}$ Ablenkung dominant.
2. Bei größeren Ablenkwinkeln bis $1{,}8^{\circ}$ überwiegen Bildfeldwölbung und Astigmatismus wegen ihrer quadratischen Abhängigkeit vom Ablenkwinkel.
3. Die Verzeichnung überwiegt bei größeren Winkeln wegen ihrer kubischen Abhängigkeit vom Ablenkwinkel.

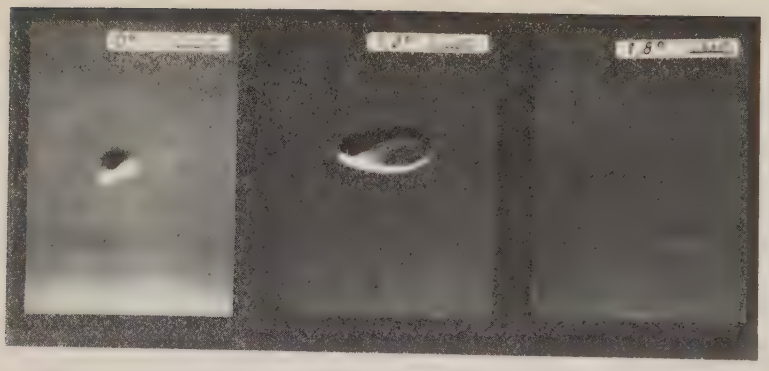


Fig. 24: Durch das konventionelle Doppelablenksystem erzeugte Fehlerscheibchen

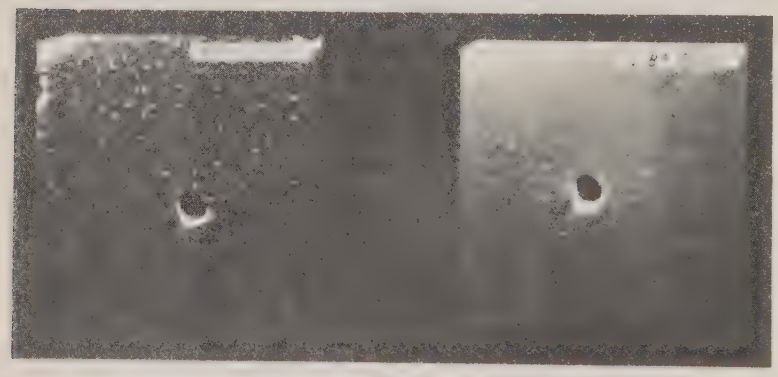


Fig. 25: Durch das Ablenksystem mit Rücklenklinse erzeugte Fehlerscheibchen

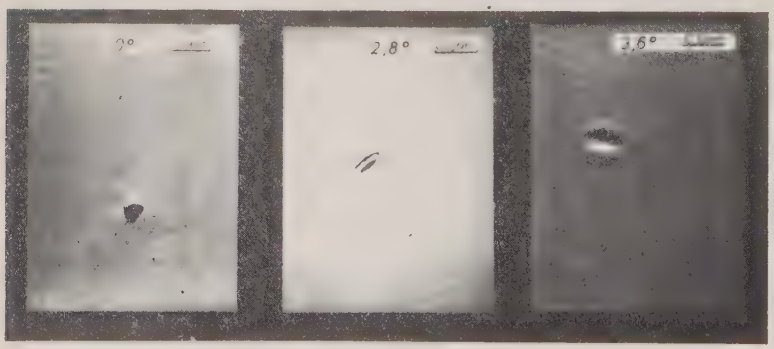


Fig. 26: Durch das Vorlinsenablenksystem erzeugte Fehlerscheibchen

Fig. 25 zeigt die Bildfehlerscheibchen, welche durch das Ablenksystem mit magnetischer Rücklenklinse erzeugt werden: Bis 2,8° Ablenkung ist keine Sondenverbreiterung zu messen. Größere Ablenkwinkel waren durch das auf kleine Induktion ausgelegte Ablenkelement und durch die Begrenzung des Stromverstärkers nicht möglich.

Fig. 26 zeigt die Bildfehlerscheibchen, welche durch die Vorlinsenablenkung erzeugt werden.

Durch seine kleine Bildfeldwölbung ist auch dieses System dem konventionellen Doppelablenksystem weit überlegen. Sämtliche Belichtungen von Fig. 24 bis 26 wurden bei einer Apertur von $5 \cdot 10^{-3}$ rad gemacht.

Die Auswertung von mindestens 10 Belichtungsreihen je Ablenksystem und Aperturwinkel zeigt Fig. 27. Es zeigt die Überlegenheit des Doppelablenksystems mit Rücklenklinse.

Die Ergebnisse der nach Kap. 5 beschriebenen Messungen der Verzeichnung zeigt Fig. 28:

Die maximale Verzeichnung an den Ecken eines 1x1 mm Bildfeldes beträgt für 1,5° Strahlauslenkung

$$\frac{\Delta R}{R} = 40\ {}^{o}/_{oo}$$

beim konventionellen Doppelablenksystem.

Die maximale Verzeichnung an den Ecken eines 2x2 mm Bildfeldes beträgt für 3° Strahlauslenkung

$$\frac{\Delta R}{R} = 0{,}75\ {}^{o}/_{oo}$$

beim Doppelablenksystem mit Rücklenklinse.

Man beachtet den verschiedenen Maßstab in Fig. 28 oben und unten. Die Messungen ergeben, daß hauptsächlich die isotrope Verzeichnung auftritt.

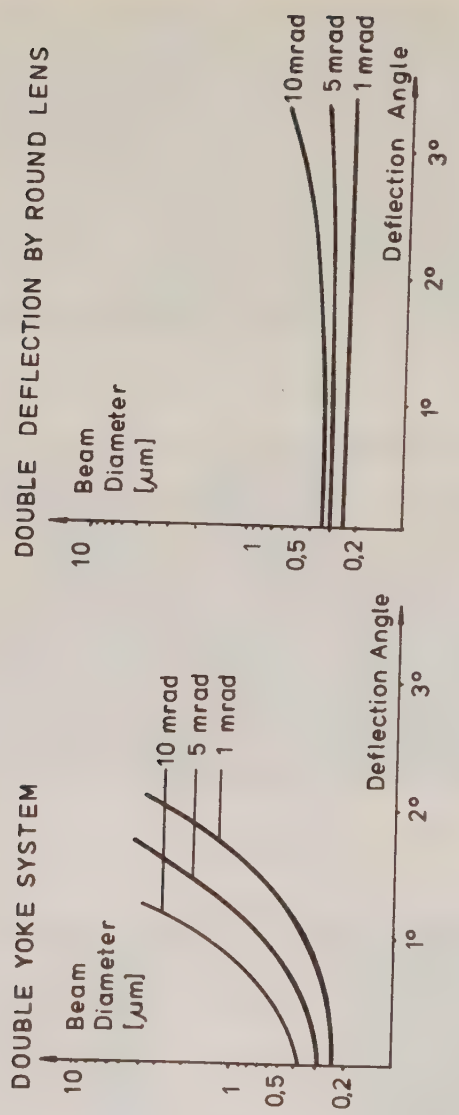
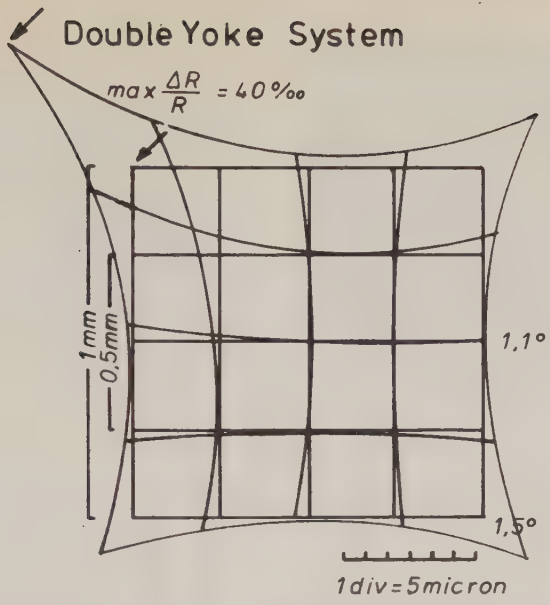


Fig. 27: Die Verbreiterung der Elektronensonde bei zunehmendem Ablenkwinkel für verschiedene Aperturwinkel



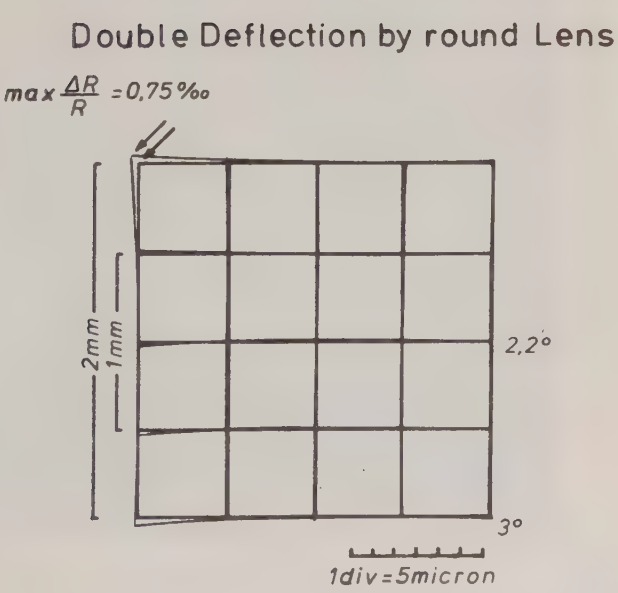


Fig. 28: Oben: Die Verzeichnung beim Doppelablenksystem
Unten: Die Verzeichnung beim Ablenksystem mit Rücklenklinse

7. Anwendungen

Mit dem beschriebenen Versuchsaufbau können beliebige Muster auf eine Fläche von 2 x 2 mm belichtet werden, was einem Auslenkwinkel von ca. 3° entspricht. In Fig. 29 ist eine Rastermikroskopaufnahme einer Schaltkreisbelichtung auf einem Si-Wafer abgebildet bei welcher gezeigt ist, daß eine fehlerfreie Aufzeichnung von 12 konventionellen Schaltkreisen in 1 µm-Technologie auf eine Fläche von 1,5 x 1,2 mm^2 möglich ist (Die Verzeichnung in dieser Abbildung entstand erst durch die Elektronenoptik des Rastermikroskops). Ausschnitte aus der Mitte und Randgebieten zeigt Fig. 30.

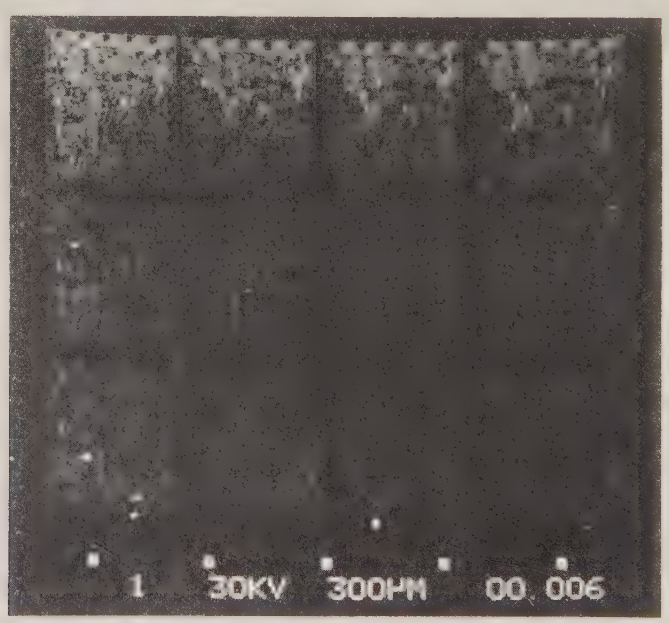


Fig. 29: Gesamtübersicht der Belichtung

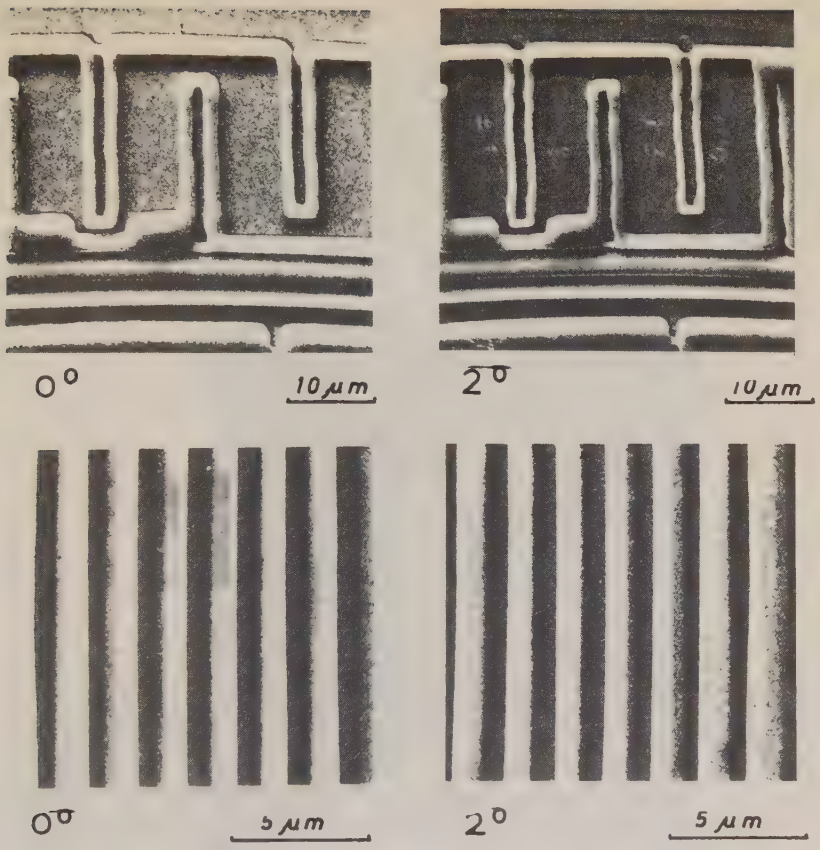


Fig. 30: Ausschnitte aus der Schaltkreisbelichtung aus der Mitte (links) und aus Randgebieten (rechts). Die Aufnahmen zeigen die unverzerrte Aufzeichnung bei 0^{o} und über 2^{o} Auslenkung.

Mit einer Sondengröße von 50 nm können auf kleinerer Fläche Speicherchips mit 10^9 bits/in^2 Speicherdichte belichtet werden. Fig. 31 zeigt einen Ausschnitt eines in PMMA auf Gold belichteten und mit Ionenstrahl geätzten Speicherelements.

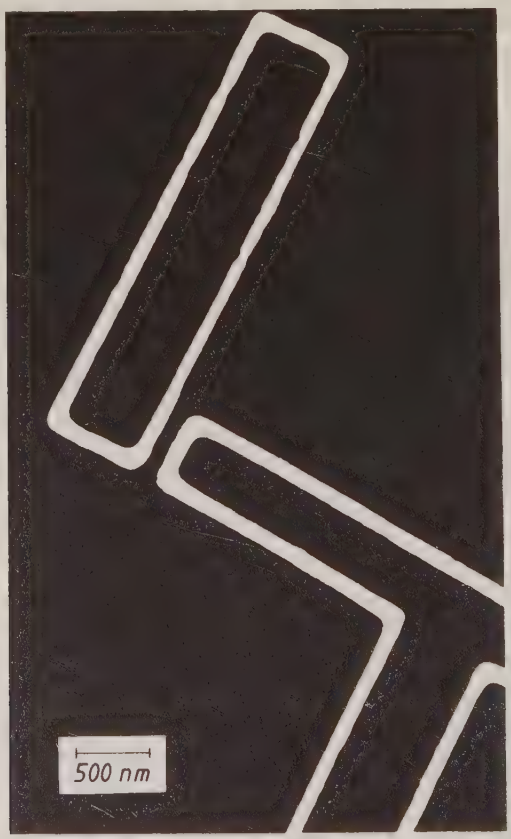
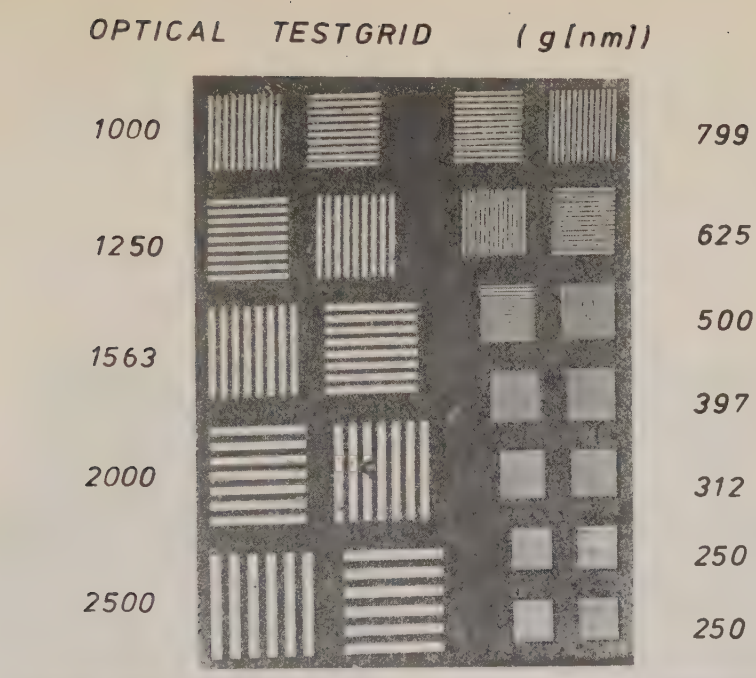


Fig. 31: Elektronenmikroskopaufnahme eines Ausschnitts eines in PMMA auf Gold belichteten und mit Ionenstrahl geätzten Speicherelements.



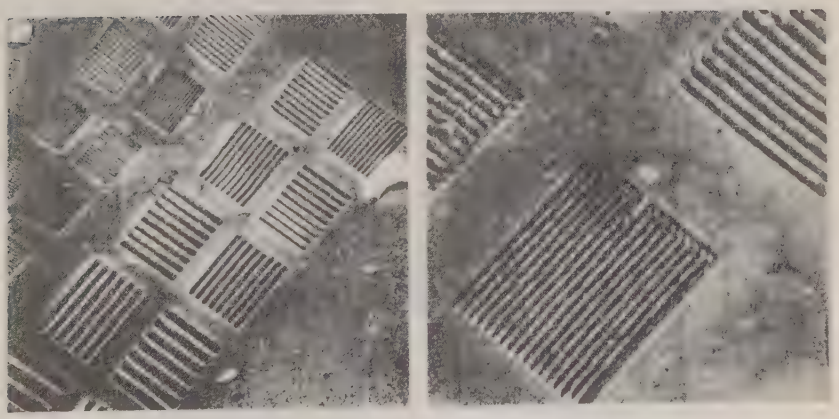


Fig. 32: Oben: Elektronenmikroskopaufnahme eines lichtoptischen Testgitters (Außen die Gitterkonstante)

Unten: Rastermikroskopaufnahme des in Gold gesputterten Testgitters.

Auf einem mit Gold und PMMA beschichteten Glasträger wurden Testgitter belichtet und mit Ionenstrahl geätzt (Fig. 32 unten). Dieselbe Belichtung auf freitragender Folie zeigt Fig. 32 oben.

Fig. 33 zeigt lichtoptische Testauflösung* in polarisiertem Auflicht- und Phasenkontrast - Verfahren. Im Phasenkontrast - Verfahren wurden 250 nm Gitter aufgelöst.

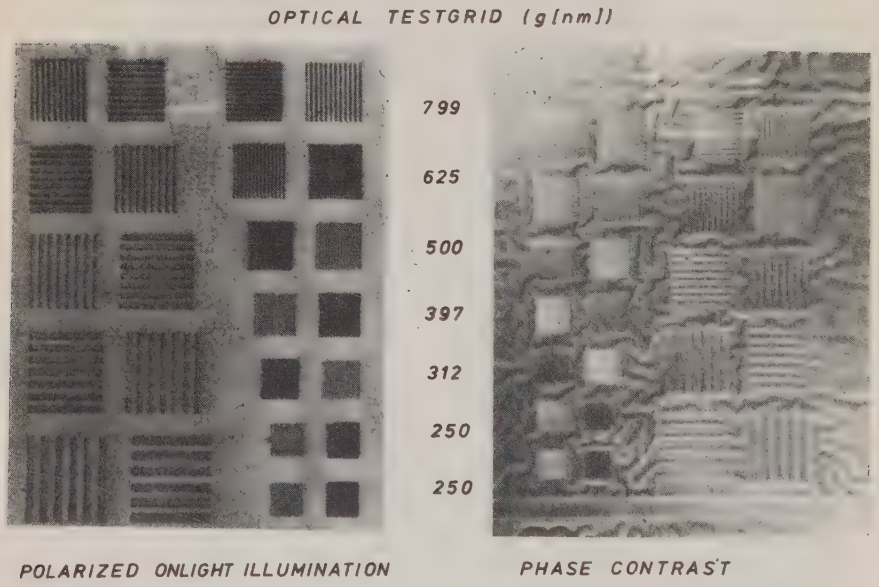


Fig. 33: Auflösungstests
links: mit polarisierter Auflichtbeleuchtung
rechts: Phasenkontrast mit polarisierter Beleuchtung

* Prof. Haselmann danke ich für lichtoptischen Mikroskopaufnahmen

In der Halbleitertechnologie werden Versuche unternommen, Originale der Schaltkreise holographisch zu speichern und sie dadurch gegen Beschädigung unempfindlich zu machen. Um gerechnete Hologramme zur Rekonstruktion kohärent ausleuchten zu können, müssen sie verkleinert werden. Fig. 34 zeigt einen Ausschnitt einer lichtoptischen und einer elektronenoptischen Verkleinerung. Die Rekonstruktion zeigt Fig. 34 unten.

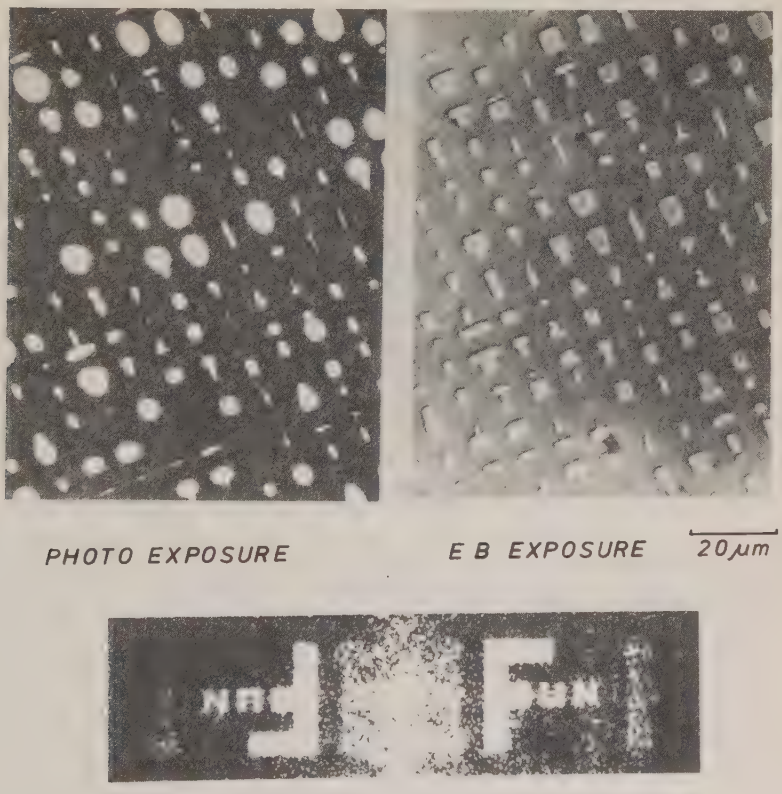


Fig. 34: Ausschnitt einer lichtoptischen (links) und einer elektronenoptischen (rechts) Verkleinerung eines Hologramms.
Unten: Die Rekonstruktion des Hologramms.

8. Zusammenfassung

In der Halbleiterindustrie werden Belichtungen großer Integrationsdichte gefordert, welche zur Herstellung von hochintegrierten Schaltkreisen notwendig sind. Technologische und wirtschaftliche Voraussetzungen machen Belichtungen von 10^8 Bildpunkten auf eine Fläche von $\leq 25\ mm^2$ erforderlich. Da hierbei die Entwicklung von photolithographischen Verfahren auf Grenzen gestoßen ist, ist die der Elektronenstrahllithographie von hohem Interesse.

Es wurde ein Elektronenstrahl-Mikroschreiber aufgebaut, dessen Elektronenoptik auf die Erzeugung von 1 µm - Strukturen in einem großen außeraxialen Bereich ausgelegt wurde. Der Crossover eines konventionellen Strahlerzeugers mit einer Wolfram-Spitzenkathode wird dreistufig in eine stromreiche Sonde von 250 nm Durchmesser verkleinert. Bei der Bildaufzeichnung kann diese Elektronensonde mit Hilfe eines magnetischen Ablenksystems im Zeilenraster- oder im Vector-Scan-Verfahren über eine mit einem registrierenden Lack überzogenen Waferoberfläche gerastert werden. Ein zusätzliches elektrostatisches Ablenksystem dient zur Hell-Dunkel-Steuerung.

Die Ablenksysteme können durch eine Computersteuerung, eine opto-elektronische Analogsteuerung, eine digitale Meßsteuerung oder für den REM-Betrieb durch einen Scan-Generator angesteuert werden.

Für die Aufzeichnung mit sehr hohen Bildpunktfrequenzen (bis 5 MHz) wurde ein sehr schnelles magnetisches Ablenkelement entwickelt.

Zur fehlerfreien Ablenkung bis 2° wurde ein neuartiges Ablenksystem gebaut, welches aus der Kombination eines magnetischen Ablenkelements mit einer magnetischen Rundlinse besteht: Der Elektronenstrahl wird durch ein Ablenkelement ausgelenkt und durch eine schwache, lange Magnetlinse zurückgelenkt, welche durch Verwendung einer + 1 Abbildung nicht in den Verkleinerungsstrahlengang eingreift. An drei verschiedenen Ablenksystemen werden die außeraxialen Aberrationen in Abhängigkeit von Apertur und Auslenkwinkel gemessen:

1. am konventionellen Doppelablenksystem,
2. am Vorlinsenablenksystem,
3. am Doppelablenksystem mit magnetischer Rücklenklinse.

Die Ergebnisse zeigen eine wesentliche Verbesserung des neuen Systems mit magnetischer Rücklenklinse gegenüber den anderen Systemen und die Möglichkeit einer fehlerfreien Aufzeichnung bis 2° Auslenkwinkel.

Herrn Prof. Dr. R. Speidel möchte ich sehr herzlich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit und für viele wertvolle Hinweise danken. Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Möllenstedt danke ich für sein förderndes Interesse.

Herrn Prof. Dr. E. Kasper danke ich für die Anregung zu Entwurf und Untersuchung der magnetischen Rücklenklinse und die Unterstützung insbesondere bei theoretischen Problemen.

Herrn Prof. Dr. F. Lenz danke ich für die Berechnung der Verkleinerungslinse und die hilfreiche Unterstützung bei der theoretischen Behandlung der Elektronenoptik.

Ferner bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Schief und Herrn Dipl.-Phys. F. Frank für die Hilfe bei elektronischen Problemen, insbesondere bei der Kopplung an einen Prozeßrechner, und bei Herrn Dr. R. Meier und Dr. D. Koch für die Entwicklung eines leistungsstarken, hochfrequenten Leistungsverstärkers zur Ablenkung des Elektronenstrahls.

Herrn Prof. Dr. H. Haselmann bin ich für die Untersuchungen an den durch Elektronenstrahl erzeugten lichtoptischen Testgittern dankbar.

Weiterhin sei den technischen Mitarbeitern des Instituts für Angewandte Physik für die Präzision der ausgeführten Arbeiten gedankt.

Bei Frau Hahn bedanke ich mich für die mühevolle Arbeit des Schreibens.

. Literatur

[1] R. Speidel, Optik 23, 1965/66

[2] G. Möllenstedt, R. Schief, R. Speidel, Optik 27, 1968

[3] R. Schief, Optik 29, 1969

[4] T. Blocker, Scanning Electron Microscopy, 1976

[5] N.C.Yew, ETEC, Proc. Chicago, 1976

[6] E.V.Weber, R.D.Moore, Solid State Technology, 1979

[7] F.I.Soychak, S.D.Warley, Scanning Elektron Microscopy (IV), 1976

[8] T.H.P.Chang, M.Hatzakis, A.D.Wilson, A.J.Speth, A.Kern, Elektronik 8, 51, 1977

[9] Grobman, Luhn, Donohne, Speth, IEEE, Tr.El.Dev., ED-26, 4, 1979

[10] T.H.P.Chang, A.D.Wilson, A.J.Speth, C.H.Ting, Electron and Ion Beam Science and Technology, 7. Int. Conf., 1976

[11] J.E.De Weese, Th.R.Ligon, Hewlett-Packard Journal, 29, 3, 1977

[12] R.C.Hendersson, D.C.Mayer, I.G.Nash, J. Vac. Sci. Technol. 16, 2, 1979

[13] M.S.Cohen, Proc. IEEE, 63, 8, 1975

[14] Bobeck, Bonyhard, Gensic, Proc. IEEE, 63, 8, 1975

[15] J.B.Lounsburry, D.E.Klein, El. Packaging Prod., 13, 4, 1974

[16] J.H.Bruning, T.A.Shankoff, Proc. Aachen, 1979

[17] Dubroeucq, Massin, Lacombat, Brévignon, Proc. Aachen, 1979

[18] J. Greschner, Dissertation, 1975

[19] J. Trotel, 6. Europ. Congress. El. Micr., Jerusalem 1976

[20] A.J.Speth, A.D.Wilson, A.Kern, T.H.P.Chang, J. Vac. Sci. Technol. 12, 6, 1975

[21] T.H.P. Chang, M.Hatzakis, A.D.Wilson, A.N.Broers, Electronics, May 12, 1977

[22] T.H.P. Chang. A.J.Speth, C.H.Ting, R.Viswanathan, M.Parith, E.Munro, El. Ion Beam Sci. Technol., 7. Int. Conf. 1976

[23] B.M.Unitt, K.C.A.Smith, 6. Europ. Congr. El. Micr., Jerusalem 1976

[24] J.L.Mauer, H.C.Pfeiffer, W.Stickel, IEDM Technical Digest 1976

[25] H.C.Pfeiffer, J. Vac. Sci. Technol. 12, 6, 1975

[26] S.Doran, M.Perkins, W.Stickel, J. Vac. Sci. Technol. 12, 6, 1975

[27] H.C. Pfeiffer, 8th. Int. Congr. El. Micr. Canberra 1, 56, 1974

[28] W.Stickel, H.C.Pfeiffer, Proc. Seattle 1977

[29] H.C. Pfeiffer, IBM Communication IV, 3

[30] H.C.Pfeiffer, IEEE Trans. El. Dev. ED-26, 4, 1979

[31] Speidel, Mayer, Proc. Aachen 1979

[32] Lischke, Anger, Oelmann, Münchmeyer, Proc. Int. Conf. Microlith., Paris 1977

[33] M.B.Heritage, J. Vac. Sci. Technol. 12, 6, 1975

[34] H.J.Smith, S.E.Bernachi, J.Vac.Sci.Technol. 12, 1974

[35] H.Betz, A. Heuberger, Proc. Aachen, 1979

[36] V.Chalmeton, E.Ramnos, Proc. Aachen, 1979

[37] R.Speidel, U. Behringer, Proc. Aachen, 1979

[38] P.Holl, Optik 29, 1969

[39] F.J.Hohn, T.H.P.Chang, A.N.Broers, Proc. Aachen 1979

[40] W.Brünger, Habilitationsschrift, Tübingen 1979

[41] D. Kurz, Optik 49, 1977

[42] M.Hatzakis, J.Electrochem. Soc., Elektrochem. Technol 1969

[43] G.W.Martel, B.Thompson, Kodak Interface, 1978

[44] Viswanathan, T.H.P.Chang, D.Coffey, Seattle 1978

[45] Glaser, Grundlage der Elektronenoptik 1952

[46] J. Haantjes, G. Lubben, Philips Res. Rep. 12, 46, 1957

[47] E. Munro, Optik 39, 4, 1974

[48] K. Amboss, Scan. Microsc., Chicago 1976

[49] Owen, Nixon, J. Vac. Sci. Technol. 10, 1973

[50] F. Lenz, Vorlesung, Tübingen 1979

[51] H.Hoch, D.Kern, H.Yamasaki, Optik 39, 1974

[52] E.Munro, J. Vac. Sci. Technol. 12, 6, 1975

[53] D.Kern, Physics 7, 1979

[54] Zworykin, Television, 554, 1957

[55] D.M.Ginsberg, M.J.Melchner, Rev. Scientific Instr. 41, 1, 1970

[56] K.Amboss, J. Vac. Sci. Technol. 12, 6, 1975

[57] G.A.C. Jones, G. Owen, H.Ahmed, W.C.Nixon, 6th Eur. Congr. El. Micr., Jerusalem 1976

[58] G.A.Wardly, J. Appl. Phys. 44, 5, 1974

[59] L.H.Lin. H. L. Beauchamp. J. Vac. Sci. Technol. 10, 1973

[60] H.Ohiwa, E.Goto, A.Ono, El. Comm. Japan 54B, 44, 1971

[61] K.Anger, Coll. Elektronenschreiber und Rastermikroskopie 147, 1977

[62] MEBES, EBES, Fa. ETEC

[63] Speidel, Kilger, Kasper, Proc. Aachen 1979

[64] G. Liebmann, E.Grad, Proc. phys. Soc. LXIV, 11-B, 1951

[65] Speidel, Bauer, Kilger, Kurz, Versuchsanleitung zum Halbleiterpraktikum, Tübingen 1976

[66] Kilger, Diplomarbeit, Tübingen 1974

[67] Hatzakis, Appl. Polym. Symp. Nr. 23, 1974

[68] R.I.Hawryluk, J. Appl. Phys. 45, 6, 1974

[69] R.I.Hawryluk, H.I.Smith, A.Soares, A.M.Hawryluk, J. App. Phys. 46, 6, 1975

[70] K.Murata, Sc. El. Micr., Chicago 1973

[71] U.Rieke, Dissertation Tübingen, unveröffentlicht

[72] T.H.P.Chang, J. Vac. Sci. Technol. 12, 6, 1975

LEBENSLAUF

Am 21.12.1946 wurde ich als Sohn des Rechtsanwalts und Notars Hellmut Kilger und seiner Frau Rosemarie, geborene Düker, in Tübingen geboren.

Von 1953 an besuchte ich die Volksschule und anschließend das humanistische Uhlandgymnasium in Tübingen, wo ich 1967 das Abitur ablegte.

Ab dem Wintersemester 1967/68 belegte ich an der Universität Freiburg, dann an der Universität Tübingen die Studienfächer Physik und Philosophie, welche ich 1974 mit dem Diplom abschloß.

Die Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik in Tübingen bei Professor R. Speidel hatte das Thema: "Polymethylmetacrylat als Maske zur Sputterätzung".

Vom Oktober 1974 bis Februar 1980 arbeitete ich am selben Institut unter der Anleitung von Professor R. Speidel an der Dissertation: "Untersuchung der elektronenoptischen Eigenschaften von Ablenksystemen für die Anwendung elektronenlithographischer Bildaufzeichnung".

Gleichzeitig war ich als Assistent bei Aufbau und Durchführung des Praktikums für Halbleitertechnologie beteiligt.

Seit 1971 bin ich mit meiner Frau Ingrid, geborene Patschger, verheiratet; 1973 wurde unser erster Sohn Robert, 1975 unser zweiter Sohn Martin geboren.

Meine akademische Ausbildung in Physik verdanke ich den Herren Professoren:

M. Barner, M. Baumann, H. Fischer, K.-H. Gaukler, F. Gönnenwein, R. Hübener, F. Lenz, E. Kasper, H. Krüger, G. Mack, G. Möllenstedt, H. Salzmann, R. Schief, E. Schmid, A. Schwenk, R. Speidel, G. Staudt, H. Stumpf, J. Trümper, H. Wielandt, A. Wolf,

und in Philosophie:

E. Bloch, O.F. Bollnow, R. Denker, H. Fahrenbach, D. Jähnig, W. Schulz, J. Schwartländer.

Offsetdruck Spengler
Lessingstraße 4 · 7401 Neustetten 1
Telefon (07472) 22145